

Strandprofilentwicklung unter Sturmflutseegang

- Methodik für großmaßstäbliche 2D-Experimente und Berechnungsansätze -

vom

Fachbereich Bauingenieurwesen
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation

von

Jürgen Neue
aus Fleckeby

Eingereicht am: 05. Februar 2004

Mündliche Prüfung am: 14. Mai 2004

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. H. Oumeraci
Prof. Dr. M. Larson (Universität Lund, Schweden)

Die nachstehende Arbeit ist in elektronischer Form veröffentlicht an der Technischen Universität Braunschweig unter *<http://www.biblio.tu-bs.de>*

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig entstanden und in der Folgezeit zum Abschluss gebracht worden.

Als Erstes gilt mein Dank meinem leider zu früh verstorbenen Hochschullehrer und damaligen Leiter der Abteilung Hydromechanik und Küsteningenieurwesen am Leichtweiß-Institut, Herrn Prof. Dr.-Ing. ALFRED FÜHRBÖTER, durch dessen menschliche und fachliche Ausstrahlung mein Interesse am Küsteningenieurwesen erst geweckt wurde und ohne den ich diesen Weg wohl nicht gegangen wäre.

Herrn Prof. Dr.-Ing. HOCINE OUMERACI, als seinem Nachfolger und meinem Doktorvater, spreche ich meinen herzlichen Dank für die fachliche Begleitung und Unterstützung bei der Verwirklichung dieser Arbeit aus.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr.-Ing. HANS-HENNING DETTE für seine langjährige, weit über meine Zeit am Leichtweiß-Institut hinausreichende Unterstützung sowie für die Möglichkeit der Mitarbeit an zahlreichen Projekten.

Herrn Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. E.h. ARVED J. RAUDKIVI danke ich für seine fachlichen Anregungen und seine Unterstützung während seiner Aufenthalte in Braunschweig, insbesondere in der Anfangsphase dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. MAGNUS LARSON von der Universität Lund (Schweden) danke ich für die freundschaftliche Zusammenarbeit und fachliche Unterstützung während des von der EU geförderten SAFE-Projektes sowie dem Interesse an dieser Arbeit und die Bereitschaft, als Berichterstatter zu fungieren. Gleichzeitig danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. NORBERT DICHTL für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission und Herrn Prof. Dr.-Ing. JOACHIM STAHLMANN für die Mitwirkung als Prüfer.

Ganz besonders bedanke ich mich auch bei Herrn Dr.-Ing. KARSTEN PETERS, der gemeinsam mit der Betriebsgruppe des Großen Wellenkanals um Herrn Dipl.-Ing. JOACHIM GRÜNE maßgeblich für die erfolgreiche Durchführung der SAFE-Experimente verantwortlich war. Unterstützt wurden sie dabei u.a. von Herrn Dipl.-Ing. FLORIAN LADAGE, Herrn Dipl.-Ing. MATTHIAS KUDELLA und Herrn MANFRED THIEL sowie Herrn Dr. RONALD KOOMANS von der Universität Groningen (Niederlande) und Herrn Dr. JIMMY MURPHY von der Universität Cork (Irland).

Auch allen übrigen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Hydromechanik und Küsteningenieurwesen danke ich für ihre vielfältige und freundschaftliche Unterstützung. Neben Herrn Dr.-Ing. KARSTEN PETERS seien hier stellvertretend Herr Dr.-Ing. THOMAS TRAMPENAU und Herr Dr.-Ing. FRANK SPINGAT genannt, mit denen ich über die Jahre zahlreiche fachliche, aber auch darüber hinausreichende Diskussionen geführt habe. Nicht unerwähnt bleiben sollte auch Herr RAINER KVAPIL, der mir bei Hardwareproblemen meiner Computer jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Nicht zuletzt gilt mein herzlichster Dank meiner Lebensgefährtin SUSANNE LEWEN für das Verständnis, die Geduld und die Rücksichtnahme, die sie in der Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit aufgebracht hat.

Abstract

A well founded knowledge of the interaction between hydrodynamic and morphodynamic processes in the surf zone is required for the assessment of the performance of coastal protection dunes during storm surges. To a large extent this knowledge is based on results of experimental laboratory tests, which in contrast to field investigations, can be conducted under controlled conditions. In the past, it has been proved that the results of small scale experiments are not always transferable to natural conditions. This is due to scale effects, mainly related to the mobilization and transport of sediment. However, since large scale research facilities - e.g. the large wave flumes at the Coastal Research Centre in Hannover or at Delft Hydraulics in the Netherlands - have been built, scale effects can be significantly reduced.

Analyses of beach and dune erosion tests, carried out in large wave flumes worldwide, have shown that still no uniform methods for the design, execution, and analysis of these investigations have been established. This implies the necessity to develop recommendations for a systematic methodology in order to be able to meet generally applicable statements on beach profile evolution under storm surge conditions in the future. Another main goal of the thesis is the verification and further development of prediction models for wave breaking and runup as well as for cross-shore transport and beach profile changes. The application of these models is recommended as tools for the design of laboratory experiments.

For these investigations, experimental data from the large wave flumes in Hannover and in Delft as well as field data from Warnemünde have been used. The results of the literature review and data analyses show that beach profile development during storm surges can principally be simulated in large scale two-dimensional experiments. Scale effects can be eliminated only if both the profile form and sediment characteristics are reproduced in a scale of 1:1. Moreover, laboratory effects on the storm surge-induced beach profile development can be minimized, if the recommendations suggested in the thesis regarding the definition of test parameters are considered. Only after rebuilding the beach profile or changing the test parameters, relocations of sand from the side walls to the centre of the flume, which are not encountered under prototype conditions, have been observed. In order to consider this and further laboratory effects, appropriate suggestions have been elaborated.

The recommendations derived from the data analysis, together with the developed prediction models for the break point and the wave runup height on sand beaches, suggest that appropriate measurements with sufficient accuracy are carried out between those two positions where the largest hydrodynamic changes occur. Further suggestions regarding the expansion and the required time intervals of beach profile surveys aim at a reduction in work volume and time spent on experimental procedure and analysis of measured data.

Finally, on the basis of comparisons between hydrodynamic and morphological data, a prediction model for cross-shore sediment transport rates has been developed. Like the aforementioned development of models for the break point and the wave runup height, the proposed sediment transport model is based on a limited number of test series with similar initial parameters. Therefore, further results from subsequent physical model tests using further sediment characteristics and wave parameters are required to confirm the elaborated relationships.

Kurzfassung

Für die Beurteilung der Wirksamkeit von Hochwasserschutzdünen bei einer Sturmflut sind fundierte Kenntnisse der Interaktion zwischen hydro- und morphodynamischen Prozessen in der Brandungszone erforderlich. Hierzu tragen zum großen Teil Ergebnisse experimenteller Laboruntersuchungen bei, da sie im Gegensatz zu Naturuntersuchungen unter kontrollierten Bedingungen durchgeführt werden können. In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass die Ergebnisse kleinmaßstäblicher Modelle nur bedingt auf die Natur übertragbar sind. Ursache hierfür sind Maßstabeffekte, die sich hauptsächlich auf die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes auswirken. Seit dem Bau von Großversuchseinrichtungen - wie z.B. der Wellenkanäle am Forschungszentrum Küste (FZK) in Hannover oder bei *Delft Hydraulics* in den Niederlanden - ist es jedoch möglich, die genannten Maßstabeffekte zu minimieren.

Analysen der weltweit in großmaßstäblichen Wellenkanälen durchgeführten Untersuchungen zu Strand- und Dünenausträumungen haben ergeben, dass diese bislang nicht nach einheitlichen Methoden geplant, durchgeführt und ausgewertet werden. Daraus wurde die Notwendigkeit abgeleitet, Empfehlungen für eine systematische Methodik zu entwickeln, um künftig allgemein anwendbare Aussagen zur Strandprofilentwicklung unter Sturmflutbedingungen treffen zu können. In einem weiteren Schwerpunkt werden Ansätze zur Berechnung des Brechpunktes und des Wellenauflaufes sowie des Küstenquertransportes und der daraus resultierenden Profilveränderung, deren Hinzuziehung sich als Hilfswerkzeug für die Planung von Modellversuchen empfiehlt, überprüft und weiterentwickelt.

Für die Untersuchungen wurden Messdaten aus den Wellenkanälen in Hannover und Delft sowie Naturdaten aus Warnemünde herangezogen. Die Ergebnisse der Schrifttums- und Datenanalysen zeigen, dass die Strandprofilentwicklung während einer Sturmflut in großmaßstäblichen zweidimensionalen Versuchen grundsätzlich der Natur entsprechend simuliert werden kann. Wenn ein Maßstab 1:1 sowohl bei der Nachbildung der Profilform als auch der Sedimenteigenschaften eingehalten wird, können Maßstabeffekte vernachlässigt werden. Auch Modelleffekte auf die sturmflutbedingte Entwicklung des Strandprofils können minimiert werden, wenn die vorgeschlagenen Empfehlungen zur Festlegung der Versuchsparameter beachtet werden. Lediglich nach einem Umbau des Strandprofils oder einer Änderung der Versuchsparameter treten in der Brandungszone unnatürliche Sandumlagerungen von den Seitenwänden zur Mitte des Kanals auf, zu deren Berücksichtigung Vorschläge ausgearbeitet wurden.

Die aus der Datenanalyse abgeleiteten Empfehlungen lassen gemeinsam mit den entwickelten Ansätzen zur Bestimmung des Brechpunktes und der Wellenauflaufhöhe über Sandstränden erwarten, dass in dem durch diese beiden Positionen vorgegebenen Bereich der größten hydrodynamischen Veränderungen die entsprechenden Messungen mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden. Die darüber hinaus erarbeiteten Hinweise zur Ausdehnung und den erforderlichen Zeitpunkten der Strandprofilvermessungen zielen auf eine Reduzierung des Arbeitsaufwandes bei der Durchführung der Experimente und der Analyse der Messdaten.

Auf der Grundlage der Gegenüberstellung von hydrodynamischen und morphologischen Daten wurde abschließend ein Ansatz zur Bestimmung der küstennormalen Sedimenttransportrate entwickelt. Dieser beruht, wie auch die vorgenannten Berechnungsansätze für den Brechpunkt und die Wellenauflaufhöhe, auf einer eingeschränkten Anzahl von Versuchsserien mit ähnlichen Eingangsparametern. Zur Bestätigung der erarbeiteten Zusammenhänge sind daher Ergebnisse aus künftigen physikalischen Modellversuchen mit abweichenden Sedimenteigenschaften und Wellenparametern erforderlich.

Contents

1. Introduction	1
1.1 Intention	1
1.2 Objective and methodology	2
2. Beach profile change due to cross-shore sediment transport: State of knowledge, fundamental processes, and methods	5
2.1 Temporal and spatial classification of relevant processes	5
2.2 Relevant hydrodynamic processes	7
2.2.1 Processes in the shoaling zone	8
2.2.2 Processes in the outer surf zone	9
2.2.2.1 Breaker type classification	10
2.2.2.2 Breaker criteria	12
2.2.3 Processes in the inner surf zone	15
2.2.3.1 Wave height decay and wave set up	15
2.2.3.2 Surf beat	19
2.2.3.3 Vortices and turbulences	20
2.2.4 Processes in the swash zone	22
2.2.5 Currents in the coastal profile	25
2.2.5.1 Undertow	25
2.2.5.2 Rip currents	26
2.2.5.3 Wave-induced longshore currents	26
2.2.6 Summary and assessment	26
2.3 Morphodynamic processes	29
2.3.1 Sediment mobilization (threshold of motion)	29
2.3.2 Sediment transport modes	30
2.3.2.1 Classification of sediment transport modes	31
2.3.2.2 Sediment transport modes across the beach profile	32
2.3.3 Computation of sediment transport rates	35
2.3.3.1 Computation of bed load and sheet flow transport	36
2.3.3.2 Computation of suspended sediment transport	36
2.3.4 Summary and assessment	38
2.4 Beach profile development during storm surge conditions	39
2.4.1 Determination of transport direction	40
2.4.2 Seaward limit to beach profile change (closure depth)	41
2.4.3 Concept and formulations of equilibrium beach profile	42
2.4.4 Computation of beach profile change	46
2.4.5 Summary and assessment	48
2.5 Physical modelling of sediment transport	49
2.5.1 Scale effects	50
2.5.1.1 Scale effects in the modelling of hydrodynamic processes	50
2.5.1.2 Scale effects in the modelling of morphodynamic processes	51
2.5.2 Laboratory effects	54
2.5.3 Summary and assessment	57

Inhalt

1. Einleitung	1
1.1 Veranlassung	1
1.2 Zielsetzung und methodisches Vorgehen	2
2. Profilveränderungen infolge von Küstenquertransport: Wissensstand, Grundlagen und Methoden	5
2.1 Zeit- und Raumskalen der relevanten Prozesse	5
2.2 Relevante hydrodynamische Prozesse	7
2.2.1 Prozesse in der "Übergangszone"	8
2.2.2 Prozesse in der äußeren Brandungszone	9
2.2.2.1 Klassifizierung der Brecherformen	10
2.2.2.2 Kriterien zur Bestimmung des Brechpunktes	12
2.2.3 Prozesse in der inneren Brandungszone	15
2.2.3.1 Wellenhöhenverlauf und Brandungsstau	15
2.2.3.2 Langperiodische Wellen	19
2.2.3.3 Wirbel und Turbulenzen	20
2.2.4 Prozesse in der Wellenauflaufzone	22
2.2.5 Strömungen im Küstenprofil	25
2.2.5.1 Sohlnahe Rückströmung (<i>Undertow</i>)	25
2.2.5.2 Rippströmungen	26
2.2.5.3 Brandungsströmungen	26
2.2.6 Zusammenfassung und Bewertung	26
2.3 Morphodynamische Prozesse	29
2.3.1 Sedimentmobilisierung (Bewegungsbeginn)	29
2.3.2 Sedimenttransportarten	30
2.3.2.1 Klassifizierung der Sedimenttransportarten	31
2.3.2.2 Sedimenttransportarten über dem Strandprofil	32
2.3.3 Berechnung des Sedimenttransportes	35
2.3.3.1 Berechnung der Boden- und Schichtenfracht	36
2.3.3.2 Berechnung der Suspensionsfracht	36
2.3.4 Zusammenfassung und Bewertung	38
2.4 Strandprofilentwicklung unter Sturmflutbedingungen	39
2.4.1 Bestimmung der Transportrichtung	40
2.4.2 Seeseitige Begrenzung des "aktiven" Profils (<i>Closure Depth</i>)	41
2.4.3 Konzept des Gleichgewichtsprofils und Berechnungsansätze	42
2.4.4 Berechnungsansätze zu Profilveränderungen	46
2.4.5 Zusammenfassung und Bewertung	48
2.5 Nachbildung des Sedimenttransportes im Labor	49
2.5.1 Maßstabeffekte	50
2.5.1.1 Maßstabeffekte bei der Nachbildung hydrodynamischer Prozesse	50
2.5.1.2 Maßstabeffekte bei der Nachbildung morphodynamischer Prozesse	51
2.5.2 Modelleffekte	54
2.5.3 Zusammenfassung und Bewertung	57

2.6 Specification of the objective and the methodology	58
2.6.1 Specification of the objective	58
2.6.2 Specification of the methodology	59
2.6.2.1 Analysis of hydrodynamic data	59
2.6.2.2 Analysis of morphological data	61
2.6.2.3 Interaction between hydrodynamic processes and morphological changes	63
3. Large scale experiments and field measurements	64
3.1 MAST III-SAFE experiments in the GWK	64
3.1.1 Research facility	64
3.1.2 Experimental setup and procedure	65
3.1.3 Measuring technique and data acquisition	66
3.2 Investigations in the development of equilibrium profiles	69
3.2.1 Research facility	69
3.2.2 Experimental setup and procedure	69
3.2.3 Measuring technique and data acquisition	70
3.3 LIP 11 D Delta Flume experiments	71
3.3.1 Research facility	71
3.3.2 Experimental setup and procedure	71
3.3.3 Measuring technique and data acquisition	73
3.4 Field data from Warnemünde	73
3.4.1 Location of the investigation area	73
3.4.2 Measuring technique and data acquisition	74
4. Analysis of hydrodynamic data	76
4.1 Optimization of the measuring frequency	76
4.2 Determination of the break point	80
4.2.1 Determination of the break point from experimental data	81
4.2.1.1 Morphological parameters across the averaged beach profile . . .	81
4.2.1.2 Wave parameters across the beach profile and in deep water . . .	82
4.2.1.3 Assessment and discussion	84
4.2.2 Verification and development of available breaker criteria	88
4.3 Determination of wave runup heights	93
4.4 Summary and assessment	97
5. Analysis of morphological data	98
5.1 Optimization of beach profile surveys	98
5.1.1 Profile surveys along the flume	98
5.1.2 Profile surveys across the flume	101
5.2 Seaward limit to beach profile change (closure depth)	104
5.3 Course of beach profile development	108
5.4 Verification of equilibrium profile formulations	116
5.4.1 Verification and adaption of BRUUN's formulation	117
5.4.2 Verification and adaption of BODGE's formulation	119
5.4.3 Assessment and discussion	120

2.6	Präzisierung der Zielsetzung und des methodischen Vorgehens	58
2.6.1	Präzisierung der Zielsetzung	58
2.6.2	Präzisierung des methodischen Vorgehens	59
2.6.2.1	Analyse der hydrodynamischen Daten	59
2.6.2.2	Analyse der morphologischen Daten	61
2.6.2.3	Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen	63
3.	Großmaßstäbliche Laborexperimente und Naturmessungen	64
3.1	MAST III-SAFE-Experimente im GWK	64
3.1.1	Versuchseinrichtung	64
3.1.2	Versuchsprogramm und -durchführung	65
3.1.3	Messtechnik und Datenerfassung	66
3.2	Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen	69
3.2.1	Versuchseinrichtung	69
3.2.2	Versuchsprogramm und -durchführung	69
3.2.3	Messtechnik und Datenerfassung	70
3.3	LIP 11 D Delta Flume Experimente	71
3.3.1	Versuchseinrichtung	71
3.3.2	Versuchsprogramm und -durchführung	71
3.3.3	Messtechnik und Datenerfassung	73
3.4	Naturdaten der Station Warnemünde	73
3.4.1	Lage des Untersuchungsgebietes	73
3.4.2	Messtechnik und Datenerfassung	74
4.	Analyse der hydrodynamischen Daten	76
4.1	Optimierung der Messfrequenz	76
4.2	Bestimmung des Brechpunktes	80
4.2.1	Bestimmung des Brechpunktes aus Versuchsdaten	81
4.2.1.1	Morphologische Parameter über dem mittleren Strandprofil	81
4.2.1.2	Wellenparameter über dem Strandprofil und im Tiefwasser	82
4.2.1.3	Bewertung und Diskussion	84
4.2.2	Überprüfung und Weiterentwicklung vorliegender Brechkriterien	88
4.3	Bestimmung der Wellenauflaufhöhen	93
4.4	Zusammenfassung und Bewertung	97
5.	Analyse der morphologischen Daten	98
5.1	Optimierung der Strandprofilvermessungen	98
5.1.1	Vermessungen entlang der Kanalachse	98
5.1.2	Vermessungen quer zur Kanalachse	101
5.2	Seeseitige Begrenzung des "aktiven" Profils (<i>Closure Depth</i>)	104
5.3	Zeitlicher Verlauf der Strandprofilentwicklung	108
5.4	Überprüfung von Gleichgewichtsprofilansätzen	116
5.4.1	Verifizierung und Anpassung des Ansatzes von BRUUN	117
5.4.2	Verifizierung und Anpassung des Ansatzes von BODGE	119
5.4.3	Bewertung und Diskussion	120

5.5 Influence of laboratory effects on beach profile development	121
5.5.1 Profile development in the field	121
5.5.2 Comparison of profile development in laboratory and field	124
5.5.4 Estimation and assessment of laboratory effects	124
5.6 Summary and assessment	130
6. Interaction between hydrodynamic processes and morphological changes	132
6.1 Computation of energy dissipation	132
6.2 Correlation between energy dissipation and cross-shore transport rate	135
6.3 Influence of additional factors on cross-shore transport rate	137
6.4 Summary and assessment	139
7. Summary of most important results and outlook	140
7.1 Recommendations for the design, execution, and analysis of large scale 2D experiments	140
7.1.1 Recommendations for experimental design	140
7.1.2 Recommendations for the execution of experiments	143
7.1.3 Recommendations for analysis of experimental results	143
7.2 Formulations for use in numerical models	144
7.3 Outlook on further investigations	145
8. References	146
9. Appendices	157

5.5 Einfluss von Modelleffekten auf die Strandprofilentwicklung	121
5.5.1 Profilentwicklung in der Natur	121
5.5.2 Gegenüberstellung der Profilentwicklung in Labor und Natur	124
5.5.3 Abschätzung und Beurteilung der Modelleffekte	124
5.6 Zusammenfassung und Bewertung	130
6. Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen	132
6.1 Bestimmung der Energiedissipation	132
6.2 Korrelation zwischen Energiedissipation und Quertransportrate	135
6.3 Einfluss zusätzlicher Faktoren auf den küstennormalen Transport	137
6.4 Zusammenfassung und Bewertung	139
7. Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und Ausblick	140
7.1 Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher 2D-Experimente	140
7.1.1 Empfehlungen für die Versuchsplanung	140
7.1.2 Empfehlungen für die Versuchsdurchführung	143
7.1.3 Empfehlungen für die Analyse der Versuchsergebnisse	143
7.2 Berechnungsansätze für numerische Modelle	144
7.3 Ausblick für künftige Untersuchungen	145
8. Schrifttum	146
9. Anlagen	157

1. Einleitung

1.1 Veranlassung

Sturmfluten können an sandigen Küsten in wenigen Stunden erhebliche Rückgängen verursachen, wobei die Verluste aus einer kontinuierlichen Anpassung des Strandprofils an den Wasserstand und die Seegangsbelastung resultieren. Während des Sturmes wird ein Teil des vorhandenen Sedimentes aus dem hohen Strand in die Brandungszone transportiert, wo er dem Küstenlängstransport zugeführt wird und dem Querprofil verlorengeht. Für die Beurteilung der Wirksamkeit von Strand- und Dünenprofilen ist es erforderlich, die infolge erhöhter Wasserstände und Seegangsbelastung umgelagerten Sandmengen aus dem Strandbereich sowie aus den dahinter liegenden Dünen möglichst zutreffend vorhersagen zu können. Zu diesem Zweck sind fundierte Kenntnisse der Interaktion zwischen hydro- und morphodynamischen Prozessen in der Brandungszone unumgänglich. Zur Vertiefung der Kenntnisse dienen dem Küsteningenieur in erster Linie Ergebnisse aus Naturuntersuchungen und hydraulischen Modellversuchen, die nach und nach in numerische Modelle implementiert werden.

Dabei haben physikalischen Modelle gegenüber Naturmessungen den Vorteil, dass sie unter kontrollierten Bedingungen durchgeführt werden, während in der Natur eine Vielzahl von sich überlagernden Einflüssen vorherrschen, die eine Interpretation der Ergebnisse erschweren. Zudem kann ein Modell sehr viel kleiner als der Prototyp sein, d.h. der erforderliche Aufwand und die technischen Schwierigkeiten bei der Erfassung der benötigten Daten sind erheblich geringer als in der Natur.

In der Vergangenheit hat sich jedoch gezeigt, dass die maßstäbliche Verkleinerung von Sedimenttransportvorgängen unter Verwendung von Wasser und natürlichem Sand im Labor zu Maßstabeffekten hinsichtlich der Sedimentmobilisierung und der Transportprozesse führt, die eine quantitative Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Natur kaum noch zulassen. Der Versuch, diese Effekte z.B. mit dem Einsatz von leichterem Sohlmaterial zu überwinden, führte nicht zum gewünschten Erfolg, so dass nach derzeitigem Kenntnisstand für Untersuchungen zum Sedimenttransport und der daraus resultierenden küstenmorphologischen Veränderungen Modelle in einem naturähnlichen Maßstab die einzig sinnvolle Möglichkeit darstellen, Maßstabeffekte zu minimieren.

Aus diesem Grund wurde bereits ab 1955 vom *Beach Erosion Board* (BEB), dem Vorgänger des *Coastal Engineering Research Center* (CERC), der erste Wellenkanal betrieben, der großmaßstäbliche Untersuchungen ermöglichte. Die ersten Versuche zu Strandveränderungen wurden dort 1956/57 von SAVILLE durchgeführt (SAVILLE, 1957; KRAUS & LARSON, 1988). Seitdem wurden in Russland, den U.S.A., Japan, den Niederlanden, Deutschland, Spanien und Taiwan vergleichbare oder größere Versuchseinrichtungen errichtet. Mit der gleichzeitig erfolgten Verbesserung und Neuentwicklung moderner Messtechniken wurde die Grundlage für effektivere und exaktere Messungen der Strandprofile, der Sedimentkonzentration, der Wasserspiegelauslenkung und der Strömungsgeschwindigkeiten geschaffen. Aufgrund der beträchtlichen Kosten solcher Experimente stehen bislang jedoch nur in begrenztem Umfang qualitativ hochwertige Datenarchive zur Verfügung.

Eines dieser Datenarchive entstand auf der Grundlage von großmaßstäblichen Experimenten, die das LWI¹⁾ 1996/97 im Rahmen des MAST²⁾ III - Projektes SAFE³⁾ durchgeführt hat.

¹⁾ LWI - Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig

²⁾ MAST - *Marine Science and Technology Programme* der Europäischen Kommission

³⁾ SAFE - *Performance of Soft Beach Systems and Nourishment Measures for European Coasts*

Ziel dieser Versuche war es, den küstennormalen Sedimenttransport und die daraus resultierenden Veränderungen von Strandprofilen infolge einwirkender Wasserstands- und Wellenparameter zu untersuchen. Das gewonnene Datenmaterial umfasst u.a. Profilaufnahmen sowie Messdaten der Wasserspiegelauslenkung in einer sehr hohen Auflösung über eine relativ lange Versuchsdauer bis zum Erreichen eines Gleichgewichtszustandes.

Bei der Auswertung und Gegenüberstellung der gewonnenen Daten mit Resultaten vergleichbarer Untersuchungen in anderen Forschungseinrichtungen zeigte sich, dass weder für die Planung und Durchführung von großmaßstäblichen Versuchen noch für die Datenanalyse eine einheitliche Methodik erkennbar war. So sind weder die Eingangsparameter, wie z.B. Profiform, Wasserstand und Wellenparameter, der verschiedenen Projekte aufeinander abgestimmt noch sind die Profilaufnahmen und die Messungen der Wasserspiegelauslenkung mit vergleichbarer Instrumentierung sowie räumlicher und zeitlicher Auflösung durchgeführt worden. Auch die Analyse der Daten erfolgte nach unterschiedlichen Methoden, wobei keine einheitliche Bewertung der Maßstabs- und Modelleffekte auf die hydro- und morphodynamischen Prozesse im Kanal erkennbar war. Diese Versäumnisse lassen daher keine Aussagen zur allgemeinen Anwendbarkeit der bisherigen Ergebnisse und der Daten aus zukünftig durchzuführenden großmaßstäblichen Modellversuchen zu.

1.2 Zielsetzung und methodisches Vorgehen

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung einer Methodik für die Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher, zweidimensionaler Sedimenttransportmodelle zum Strandverhalten unter extremen Bedingungen, d.h. über den Zeitraum einer Sturmflut. Die längerfristige Entwicklung des Strandprofils wird nicht Gegenstand dieser Arbeit sein. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen dazu beitragen, bei der Planung künftiger Versuche eine Duplizität mit früheren Versuchsprogrammen zu umgehen und Fehlschlüsse bei der Datenanalyse z.B. hinsichtlich der Bewertung von Modelleffekten auf die Strandprofilentwicklung zu vermeiden. Die erarbeiteten Empfehlungen sollen auch zu einer Vereinheitlichung der Datenstruktur führen und eine Grundlage für die Einrichtung von Datenbanken sowie die Vereinfachung und Beschleunigung des Datenaustausches im Internet bilden.

Als Hilfswerkzeug für die Planung von Modellversuchen empfiehlt sich die Hinzuziehung von numerischen Modellen zur Vorhersage des Küstenquertransportes und der Profilentwicklung, speziell im Hinblick auf die optimale Positionierung der zu installierenden Messgeräte. Daher wird zusätzlich zum genannten Hauptziel als weiteres Ziel die Überprüfung und Optimierung von Berechnungsansätzen, die in derartigen Modellen Verwendung finden, angestrebt.

Zur Verwirklichung der angestrebten Ziele wird die in Abb. 1 skizzierte Vorgehensweise gewählt. Zunächst wird eine kritische Analyse des für Modelluntersuchungen mit beweglicher Sohle relevanten Schrifttums durchgeführt. Diese beinhaltet die wesentlichen hydrodynamischen und die daraus resultierenden morphodynamischen Prozesse beim Einlaufen der Wellen in den Flachwasserbereich sowie theoretische Ansätze zur Beschreibung der Vorgänge und die bei der Modellierung im Labor auftretenden Modell- und Maßstabseffekte. Der erworbene Wissensstand bildet die Grundlage für die Präzisierung der Zielsetzung und des methodischen Vorgehens.

Für die Analyse der hydrodynamischen und morphologischen Daten sowie deren Interaktion werden neben den Daten der SAFE-Experimente im GWK¹⁾ die Daten der 1993 im GWK

¹⁾ GWK - Großer Wellenkanal in Hannover

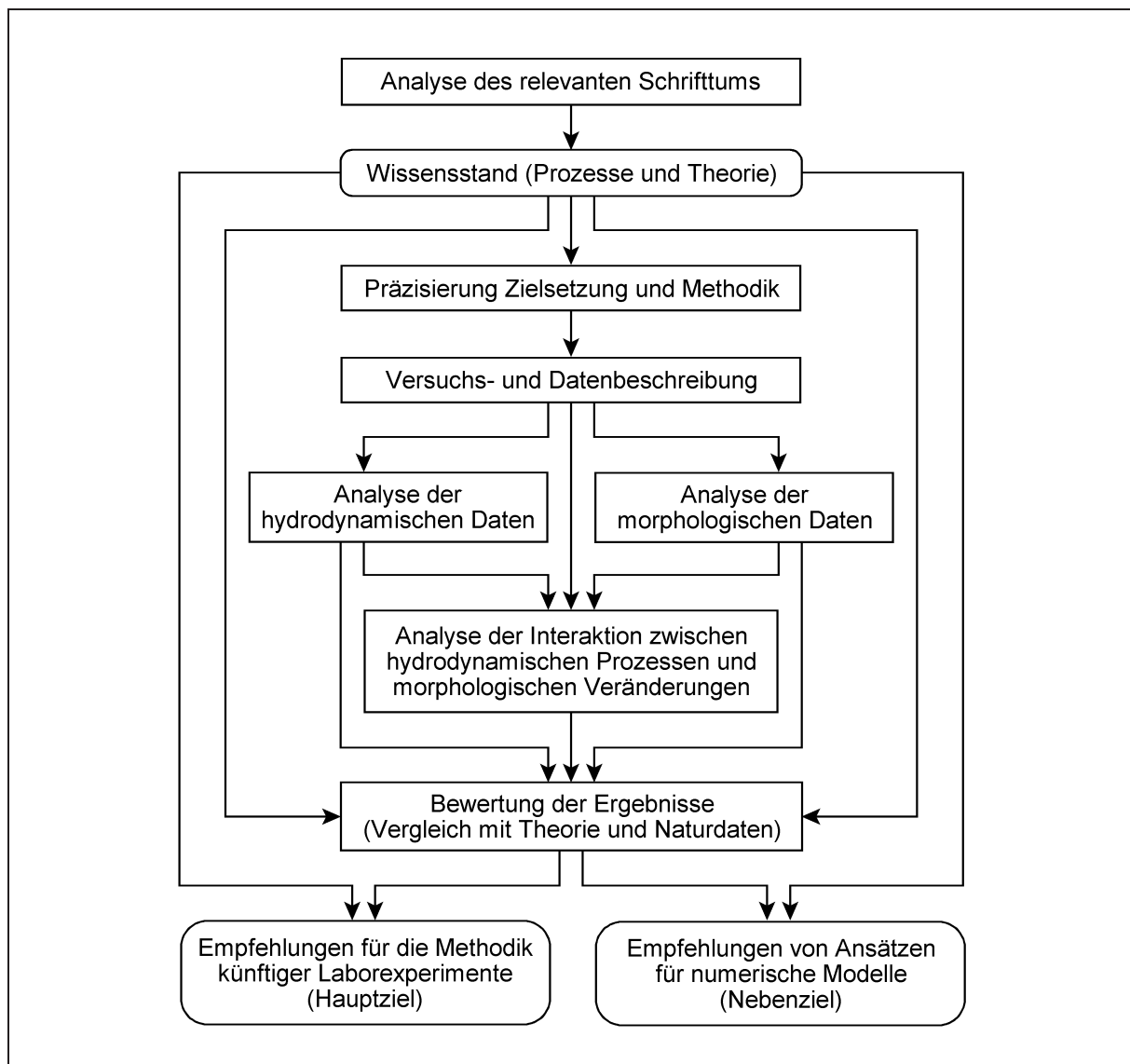


Abb. 1: Ziele der Arbeit und methodisches Vorgehen

durchgeführten Versuche zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen (PETERS et al., 1996) und der LIP 11 D ¹⁾ *Delta Flume Experiments* (ROELVINK & RENIERS, 1995) berücksichtigt.

Die **Analyse der hydrodynamischen Daten** konzentriert sich auf die Auswertung der Wasserspiegelaufzeichnungen sowie versuchsbegleitender Videoaufnahmen und zielt schwerpunktmäßig auf

- (i) die Systematisierung der Messungen im Hinblick auf die Bestimmung charakteristischer Wellenparameter,
- (ii) die Definition des Brechpunktes und die Überprüfung theoretischer Brechkriterien als wesentlicher Bestandteil der Wellenhöhenveränderung über dem Strandprofil,
- (iii) die Bestimmung des Wellenauflaufes als landseitige Begrenzung des küstennormalen Sedimenttransportes unter Seegangseinfluss.

¹⁾ LIP 11 D - *Large Installations Plan* (Codenummer 11 D) der Europäischen Union (EU)

Für die anschließende **Analyse der morphologischen Daten** bilden die regelmäßig durchgeführten Strandprofilvermessungen die Basis. Dabei werden folgende Schwerpunkte berücksichtigt:

- (i) die Systematisierung der Strandprofilvermessungen,
- (ii) die Bestimmung des Bereiches morphologischer Veränderungen und seiner seeseitigen Begrenzung,
- (iii) die Beurteilung der zeitlichen Entwicklung von Sedimenttransportraten und daraus resultierenden Veränderungen des Strandprofils,
- (iv) die Überprüfung von Berechnungsansätzen zur Gleichgewichtsprofiltheorie im Hinblick auf die Ermittlung der sich einstellenden Strandprofilform,
- (v) die Gegenüberstellung der Strandprofile mit Naturdaten zur Diskussion und Interpretation der Einflüsse aus Maßstabs- und Modelleffekten.

Die Untersuchungen zur **Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen** zielen vorrangig auf die Quantifizierung des küstennormalen Sedimenttransportes. Im Einzelnen werden dabei berücksichtigt:

- (i) der Einfluss der Energiedissipation auf den Quertransport hinsichtlich seiner Richtung und Menge,
- (ii) der Einfluss zusätzlicher morphologischer und hydrodynamischer Parameter auf den küstennormalen Sedimenttransport.

Die Ergebnisse dieser Auswertungen werden hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit als Berechnungsansätze in numerischen Modellen zum Strandrückgang überprüft (Nebenziel) und Empfehlungen für die Methodik künftiger Laborexperimente abgeleitet (Hauptziel). Nicht Gegenstand dieser Arbeit ist die langfristige Entwicklung des Strandprofils über die Zeitskala eines Sturmflutereignisses hinaus.

2. Profilveränderungen infolge von Küstenquertransport: Wissensstand, Grundlagen und Methoden

In diesem Abschnitt werden die hydro- und morphodynamischen Prozesse behandelt, die während einer Sturmflut zu Veränderungen des Strandprofils führen und daher in physikalischen Modellen möglichst naturgemäß nachgebildet werden sollten. Diese Vorgänge und deren Wirkung auf das Strandprofil werden auf der Grundlage des vorliegenden Schrifttums detailliert beschrieben und Methoden zu deren Quantifizierung kritisch diskutiert.

Zunächst erfolgt in Abschnitt 2.1 eine zeitliche und räumliche Einordnung der im Hinblick auf mögliche Strandprofilveränderungen relevanten hydrologischen, hydrodynamischen und morphodynamischen Prozesse.

Anschließend werden in Abschnitt 2.2 die hydrodynamischen Vorgänge beim Wellenangriff auf die Küste qualitativ und quantitativ beschrieben. Neben Veränderungen der Wellencharakteristik in den einzelnen Zonen des Strandprofils gehören hierzu Wirbel und Turbulenzen infolge des Wellenbrechens und Strömungen im küstennahen Bereich.

Abschnitt 2.3 gibt einen Überblick über die aus der Hydrodynamik im Küstenbereich resultierenden morphodynamischen Prozesse. Hierzu zählen die Mobilisierung und die Transportformen der im Strandprofil vorhandenen Sedimente unter dem Einfluss der Wellenbewegung.

Die Auswirkungen der hydro- und morphodynamischen Prozesse auf die Entwicklung des Strandprofils werden in Abschnitt 2.4 aufgezeigt und Konzepte zur Bestimmung der Profilveränderungen vorgestellt und bewertet.

Abschnitt 2.5 beschreibt die Probleme, die bei der Nachbildung der hydro- und morphodynamischen Prozesse im Labor infolge von Maßstabs- und Modelleffekten entstehen können und zeigt die daraus resultierenden Grenzen hydraulischer Modelle auf.

Abschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse herangezogen, um in Abschnitt 2.6 die in der Einleitung grob formulierte Zielsetzung und Vorgehensweise zu präzisieren.

2.1 Zeit- und Raumskalen der relevanten Prozesse

Die zeitliche und räumliche Eingrenzung der nachfolgend betrachteten Prozesse ergibt sich in erster Linie aus der auf die Wirkung von Sturmfluten auf Strandprofile ausgerichteten Zielsetzung der vorliegenden Arbeit. Zunächst ist eine Sturmflut jedoch nicht über die Verweildauer, sondern über den Scheitelwasserstand definiert. Dabei wird zwischen leichten, schweren und sehr schweren Sturmfluten unterschieden, für deren Klassifizierung an den deutschen Küsten nach DIN 4049-3 (1994) die Überschreitungszahl λ maßgebend ist. Diese drückt auf der Grundlage von langjährigen, lokalen Wasserstandsstatistiken die mittlere jährliche Eintrittswahrscheinlichkeit eines Scheitelwasserstandes aus (Tab. 1).

Für die Belastung eines Strandabschnittes ist aber nicht allein der Scheitelwasserstand von Bedeutung, sondern primär die Verweilzeit des Wasserspiegels oberhalb einer vorgegebenen Höhe. Auf dieser Basis existieren bislang keine festgelegten Definitionen für die Dauer einer Sturmflut. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Verweildauer an der Nordseeküste infolge der Überlagerung von Windstau und astronomischer Tide im Höhenbereich des Scheitelwasserstandes einige Stunden (Abb. 2a) bis maximal einen Tag beträgt. Dagegen kann eine Sturmflut an der Ostseeküste aufgrund des geringen Tideeinflusses mehrere Tage andauern, allerdings ist der Scheitelwasserstand ca. 2 m niedriger als an der Nordseeküste (Abb. 2b).

Tab. 1: Klassifizierung der Sturmfluten an der deutschen Nord- und Ostseeküste gemäß DIN 4049-3 (1994)

Klassifizierung der Sturmflut	Nordseeküste		Ostseeküste	
	Überschreitungs- zahl λ	Scheitelwasser- stand ^{a)} [m NN]	Überschreitungs- zahl λ	Scheitelwasser- stand ^{b)} [m NN]
leicht	10 bis 0,5	2,6 bis 4,0	2 bis 0,2	1,0 bis 1,4
schwer	< 0,5 bis 0,05	> 4,0 bis 4,5	< 0,2 bis 0,05	> 1,4 bis 1,7
sehr schwer	< 0,05	> 4,5	< 0,05	> 1,7

^{a)} beispielhaft für Cuxhaven, da Scheitelwasserstände an der deutschen Nordseeküste ortsabhängig sind

^{b)} repräsentativ für Außenküste, für Bodden- und Haffküsten sind geringere Wasserstände gültig

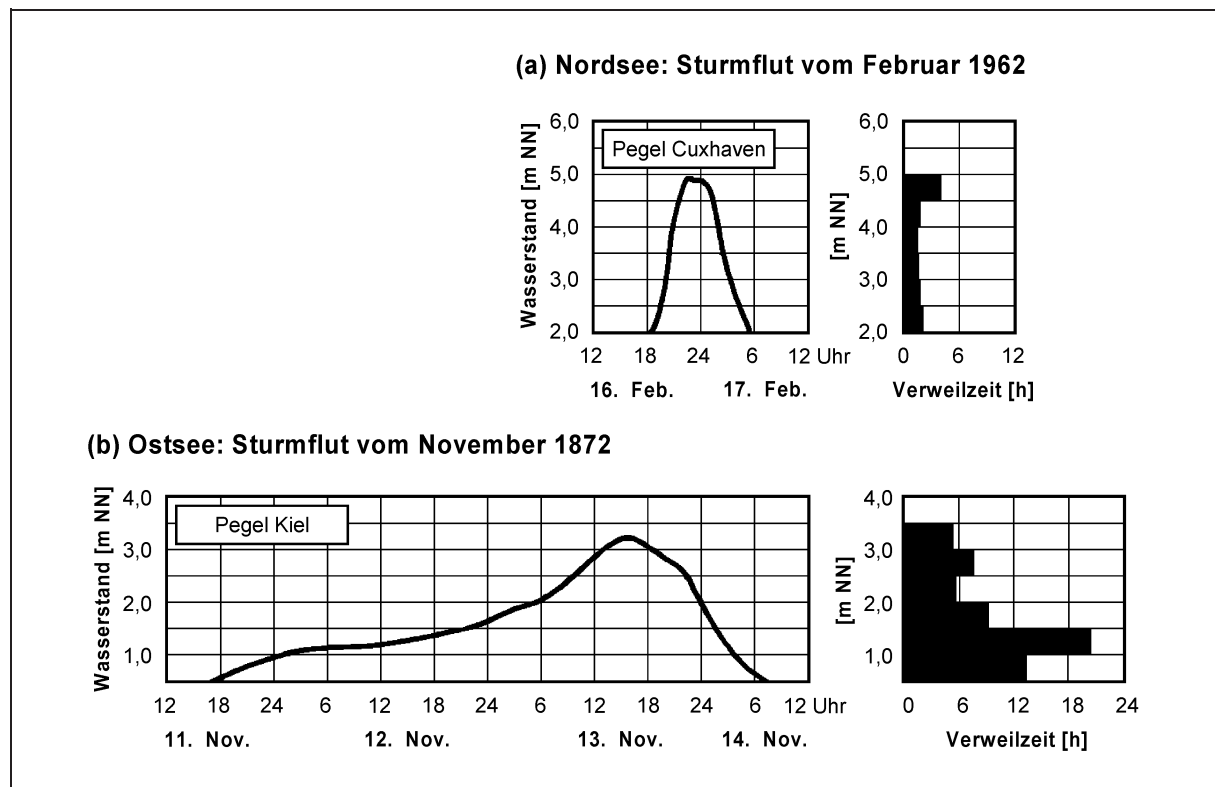


Abb. 2: Ganglinien und Verweilzeiten der bislang wichtigsten Sturmfluten an der deutschen (a) Nord- und (b) Ostseeküste (nach EAK, 1993; OUMERACI, 2001)

Hinsichtlich der räumlichen Einordnung sturmflutbedingter Veränderungen eines Strandprofils muss in Küstenlängs- und -querrichtung unterschieden werden. Die Länge des entlang der Küstenlinie durch ein Querprofil charakterisierten Küstenabschnittes ist von verschiedenen Faktoren abhängig, z.B. der Küstenausrichtung, der Topographie, der Sedimentologie und evtl. vorhandener Küstenschutzbauwerke. Selbst bei annähernd identischen Bedingungen sind die küstennormal umgelagerten Sedimentmengen aufgrund kontinuierlicher Veränderungen der Vorstrandmorphologie lediglich repräsentativ für einen Küstenabschnitt, der sich z.B. an der Westküste von Sylt über ca. 250 m erstreckt (DETTE et al., 1992).

In Küstenquerrichtung erstreckt sich der Einfluss des Sturmflutseegangs auf eine morphologisch aktive Zone. Diese ist seeseitig dort begrenzt, wo erhöhte Schubspannungen infolge

des Wellenbrechens zu signifikanten Veränderungen an der Sohle führen (HALLERMEIER, 1978). Landseitig werden Wellenbewegung und Sedimenttransport durch den maximalen Wellenauflauf begrenzt. Die exakte Bestimmung beider Grenzen, die abhängig von der Profilform und dem angreifenden Seegang ist, wird Bestandteil der vorliegenden Arbeit sein. Üblicherweise hat die "aktive" Zone jedoch eine Breite bis zu einigen hundert Metern.

2.2 Relevante hydrodynamische Prozesse

Entscheidend für die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes im küstennahen Bereich sind Strömungs- und Turbulenzvorgänge, die beim Einlaufen der Wellen in den Flachwasserbereich und der Energiedissipation in der Brandungszone entstehen. Für die Vorhersage von küstennormalen Transportmengen und der sich daraus ergebenden Umlagerungs- und Abbruchmengen im Strand- und Dünenbereich während einer Sturmflut ist eine nähere Kenntnis der Hydrodynamik in diesem Bereich erforderlich. Nachfolgend werden daher die wesentlichsten Prozesse, die letztendlich zu Veränderungen eines Küstenprofils beitragen, beschrieben und rechnerische Ansätze zu deren Bestimmung vorgestellt und kritisch bewertet.

Da sich sowohl die hydrodynamischen als auch die morphodynamischen Prozesse in den verschiedenen Bereichen des Küstenprofils z.T. stark unterscheiden, ist eine Festlegung einzelner Zonen vorzunehmen. Im Schrifttum existiert eine Vielzahl solcher Unterteilungen (z.B. SVENDSEN et al., 1978; CERC, 1984; HORIKAWA, 1987; LARSON, 1988; OUMERACI, 1993; SOUTHGATE, 1995), deren Grenzen und Bezeichnungen je nach Anwendung leicht variieren. Abb. 3 zeigt eine der Zielsetzung angepasste Definition der Zonen aus hydrodynamischer Sicht, wobei die eingezeichneten Grenzen infolge variabler Wasserstände sowie Seegangs- und Strömungsverhältnissen dynamisch sind.

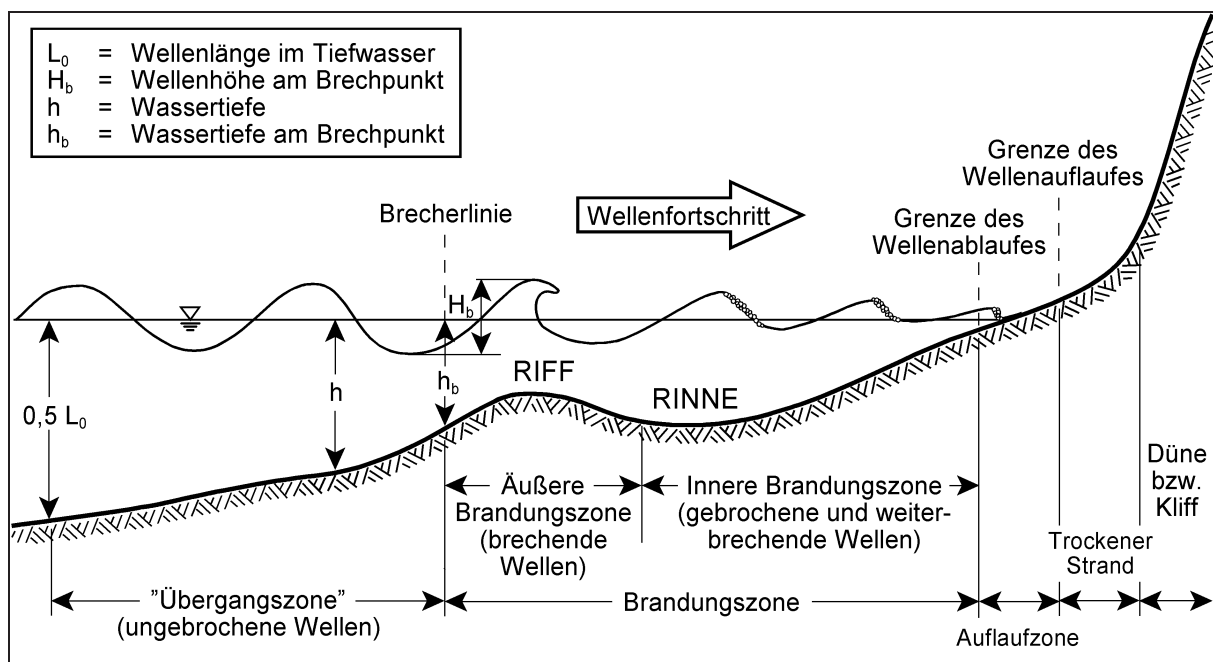


Abb. 3: Einteilung eines Strandprofils aus hydrodynamischer Sicht

2.2.1 Prozesse in der "Übergangszone"

Wellen, die sich auf die Küste zubewegen, werden bei Grundberührung von der lokalen Topographie beeinflusst. Ab einer Wassertiefe h , die nach Linearer Wellentheorie der halben Tiefwasserwellenlänge L_0 entspricht, verformen sich die Orbitalbahnen allmählich zu Ellipsen, so dass Wellenlänge L und -geschwindigkeit c abnehmen. Nach einer vorübergehenden Verringerung der Wellenhöhe H bis zu einem Minimum, das sich nach Linearer Wellentheorie in einer relativen Wassertiefe $h/L_0 \approx 0,15$ einstellt, werden die Wellen höher und steiler (*Shoaling*). Gleichzeitig nehmen sie eine zunehmend asymmetrische Form an, die sowohl durch auf- als auch durch ablandigen Wind noch verstärkt wird (CHEN et al., 2002).

Der Einfluss aus Sohlreibung und Perkolation auf die Energiedissipation in der "Übergangszone" einer sandigen Küste ist mit jeweils maximal ca. 2,5 % sehr gering (KAMPHUIS, 1991a). Die rechnerische Bestimmung der Wellenparameter in der "Übergangszone" eines zweidimensionalen Modells, in dem lediglich der küstennormale Wellenangriff simuliert wird und die Veränderung der lokalen Wellenhöhen infolge des Einschwenkens schräg anlaufender Wellen in Richtung auf die Uferlinie (Refraktion) keine Rolle spielt, kann daher mit ausreichender Genauigkeit auf das *Shoaling* beschränkt werden.

Bis in eine Wassertiefe $h > 0,1 L_0$ eignet sich die Lineare Wellentheorie unter Annahme eines konstanten Energieflusses F_m zur Vorhersage der Wellenhöhenveränderung sowohl eines regelmäßigen als auch eines unregelmäßigen Seegangs. Lediglich beim Auftreten steiler Tiefwasserwellen ($H_0/L_0 > 0,04$) empfiehlt sich die Anwendung der STOKESSchen Wellentheorie höherer Ordnung (SVENDSEN & HANSEN, 1976).

Auch in der Nähe des Brechpunktes ($h < 0,1 L_0$) beschreibt die Lineare Theorie den Verlauf der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} eines natürlichen Seegangs sehr gut. Dagegen kann die Erhöhung regelmäßiger Wellen und maximaler Wellenhöhen H_{max} eines Spektrums durch die Cnoidale Wellentheorie realistisch beschrieben werden (MUTTRAY & OUMERACI, 2000). Hierfür liefern MUTTRAY & OUMERACI (2000) eine explizite Näherungslösung, die eine Unsicherheit von lediglich 5 bis 10 % aufweist. Aufgrund der eingeschränkten Gültigkeit der Cnoidalen Theorie ($h/L_0 < 0,10$) bietet sich für die Bestimmung der Wellenhöhen in der gesamten "Übergangszone" eine Kombination der genannten Theorien an (Abb. 4).

Durch die Veränderung der Wellenparameter ergibt sich im Vergleich zu einem fiktiven Zustand ohne Wellen ein Impulsflussüberschuss (*Radiation Stress*), der einen Energietransport der Wellen bewirkt und durch ein Absenken (*Set Down*) des mittleren Wasserspiegels (MWS) kompensiert wird. Die Differenz $\bar{\eta}$ vom MWS zum Ruhewasserspiegel (RWS) kann durch die Theorie von LONGUET-HIGGINS & STEWART (1964) erklärt werden. Mit $\bar{\eta}_b = -0,05 H_b$ erreicht sie ihr Minimum an der Brecherlinie (FREDSØE & DEIGAARD, 1992; vgl. Anlage A).

Die weiterhin abnehmende Wassertiefe führt dazu, dass die Orbitalbahnen der Wasserpartikel nicht mehr geschlossen sind. Infolge dessen befinden sich die Wasserteilchen länger unter dem Wellenberg als unter dem Wellental. Da die Bewegung der Partikel unter dem Wellenberg in Wellenfortschrittsrichtung zeigt und die Geschwindigkeit im oberen Teil der Orbitalbahn höher ist als in der unteren Hälfte, erfolgt über die gesamte Wassersäule ein Massentransport (*Wave Drift*) in Richtung der Küste (FREDSØE & DEIGAARD, 1992), der nur durch Wellentheorien höherer Ordnung beschrieben und quantifiziert werden kann (z.B. LONGUET-HIGGINS, 1953).

In der sohlnahen Grenzschicht werden aufgrund ihrer unter der Wellenbewegung variierenden Stärke vertikale Geschwindigkeiten generiert, die eine Strömungszirkulation in der Grenzschicht hervorrufen (FREDSØE & DEIGAARD, 1992). Dies induziert an der Sohle eine dauerhaft

2.2.2.1 Klassifizierung der Brecherformen

Bei den Formen des Wellenbrechens wird üblicherweise zwischen Schwall-, Sturz- und Reflexionsbrechern unterschieden, wobei der Übergang zwischen diesen Formen subjektiv und fließend ist.

Der **Schwallbrecher** tritt bei relativ großen Wellensteilheiten an flachen Stränden auf. Unter Beibehaltung der annähernd symmetrischen Form läuft das Wasser an der Oberfläche mit zunehmender Steilheit über den Wellenberg. Eine Brecherzunge löst sich aus dem Wellenberg, gleitet als Schwall den Leehang herunter und erzeugt zunehmend Wirbel und Turbulenzen. Dabei wird die Wellenenergie über eine Strecke von mehreren Wellenlängen dissipiert.

An steileren Stränden kommen eher **Sturzbrecher** vor, die ihre Energie auf einer wesentlich kürzeren Strecke abgeben. Die Welle wird vor dem Brechen derart asymmetrisch, dass der Leehang nahezu senkrecht verläuft. Durch die hohe Orbitalgeschwindigkeit am Wellenkamm löst sich die Brecherzunge und stürzt im freien Fall in das davor liegende Wellental. Beim Aufprall werden Turbulenzen und Wirbelstrukturen unterschiedlichen Ausmaßes erzeugt, die durch den Einschluss und das resultierende Aufsteigen der Luftblasen noch verstärkt werden.

Reflexionsbrecher, die bei sehr steilen Böschungen und flachen Wellen auftreten, haben eine dem Sturzbrecher ähnliche asymmetrische Form. Für die Prozesse in der Brandungszone natürlicher Strände sind sie jedoch von untergeordneter Bedeutung.

Eine **Klassifizierung der Brechertypen** kann nach BATTJES (1974) durch die von IRIBARREN & NOGALES (1949) eingeführte, dimensionslose Brecherkennzahl ξ erfolgen. Diese verknüpft die Vorstrandneigung $\tan \beta$ mit der Wellensteilheit im Tiefwasser (H_0/L_0), am Brechpunkt (H_b/L_b) oder einer virtuellen Steilheit (H_b/L_0):

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_0/L_0}} \quad ; \quad \xi_b = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_b/L_b}} \quad ; \quad \xi_m = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_b/L_0}} \quad (1)$$

Die von BATTJES (1974) für ξ_0 und ξ_m angegebenen Grenzen (Abb. 5) basieren auf einer Analyse kleinmaßstäblicher Modellversuche mit regelmäßigen Wellen auf befestigten Strandneigungen $\tan \beta$ zwischen 1 : 5 und 1 : 20 durch GALVIN (1968).

Maßstäbliche Modellversuche mit einem idealisierten Riff (SMITH & KRAUS, 1990) weisen darauf hin, dass aufgrund starker Rückströmungen für Riffprofile geringere Werte als die von BATTJES (1974) angegebenen Grenzen für ξ_0 zur Unterscheidung der Brechertypen gültig sind. So brechen Wellen (i) mit $\xi_0 < 0,4$ als Schwallbrecher, (ii) mit $0,4 \leq \xi_0 \leq 1,2$ als Sturzbrecher und (iii) mit $\xi_0 > 1,2$ als Reflexionsbrecher, wobei für $\tan \beta$ die seeseitige Neigung des Rifffes anzusetzen ist. Zur Absicherung dieser Ergebnisse sind zukünftig jedoch weitere Untersuchungen, insbesondere unter Einbeziehung realistisch geformter Riffe, erforderlich (SMITH & KRAUS, 1990).

YOO (1986) entwickelt auf der Grundlage der lokalen Brecherkennzahl ξ_b einen Parameter, nachfolgend als ξ_Y bezeichnet, der ausschließlich Kennwerte am Brechpunkt berücksichtigt. Der Ansatz beruht auf der Überlegung, dass die Gruppengeschwindigkeit c_g der Wellen durch eine steilere Neigung stärker abgebremst wird als über einem flachen Vorstrandprofil:

$$\xi_Y = \frac{\xi_b^2 L_b}{2 \pi^2 h_b} = \frac{\kappa}{2} \left(\frac{\tan \beta L_b}{\pi H_b} \right)^2 \quad (2)$$

mit $\kappa = \text{Brecherindex} = H_b/h_b$

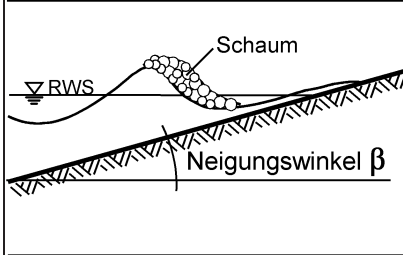
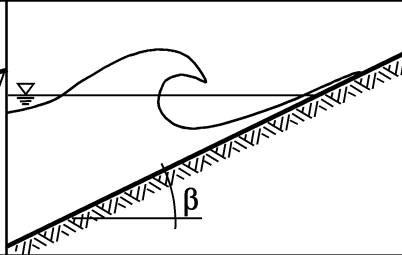
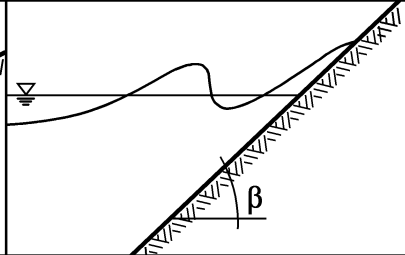
Schwallbrecher	Sturzbrecher	Reflexionsbrecher
		
Klassifizierung nach BATTJES (1974)		
$\xi_0 < 0,5$	$0,5 \leq \xi_0 \leq 3,3$	$\xi_0 > 3,3$
$\xi_m < 0,4$	$0,4 \leq \xi_m \leq 2,0$	$\xi_m > 2,0$
Klassifizierung nach Yoo (1986)		
$\xi_Y < 0,2$	$0,2 \leq \xi_Y \leq 2,1$	$\xi_Y > 2,1$
mit $\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_0/L_0}}$; $\xi_m = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_b/L_0}}$; $\xi_Y = \frac{\kappa}{2} \left(\frac{\tan \beta L_b}{\pi H_b} \right)^2$		

Abb. 5: Brechertypen und zugehörige Grenzen der Brecherkennzahlen für Strandneigungen $\tan \beta$ zwischen 1 : 5 und 1 : 20

Da es sich beim Wellenbrechen um einen reinen Flachwasserprozess handelt, erlaubt Gl. (2) eine im Vergleich zu GALVIN (1968) und BATTJES (1974), die wenigstens einen Tiefwasserparameter (L_0) einbeziehen, plausiblere Definition der Brecherform (SOUTHGATE, 1995). Zudem sind die in Abb. 5 angegebenen Grenzwerte durch eine Vielzahl experimenteller Daten (z.B. GALVIN, 1968; BATTJES, 1974; VAN DORN, 1976) nachgewiesen. Allerdings ist ein numerisches Modell erforderlich, das die Veränderung der Wellenparameter in der "Übergangszone" und die Position des Brechpunktes mit der erforderlichen Genauigkeit vorausberechnet. Für eine überschlägliche Abschätzung der Brecherform - z.B. im Hinblick auf die Planung von Modellversuchen - ist dagegen die Brecherkennzahl ξ_0 zu bevorzugen, da lediglich die aus einer bekannten Versuchskonfiguration auf Tiefwasserbedingungen rückgerechneten Wellenparameter in deren Berechnung einbezogen werden.

Für die Bestimmung der Brecherform unter natürlichen Bedingungen kann der Einfluss der Wellenangriffsrichtung Θ_b am Brechpunkt durch eine modifizierte Brecherkennzahl

$$\xi_{\Theta} = \xi \cos \Theta_b \quad (3)$$

einbezogen werden (LOSADA et al., 1986; HSU, 1997). Auch der Einfluss des Windes führt zu einem stark veränderten Brechverhalten. Hierzu sind z.T. aufgrund von Maßstabeffekten (DOUGLASS, 1990) bislang lediglich qualitative Aussagen möglich. So führt ablandiger Wind zu einem erhöhten Auftreten von Sturzbrechern und auflandiger Wind bewirkt eine Zunahme von Schwallbrechern (GALLOWAY et al., 1989; DOUGLASS, 1990). Die genauen physikalischen Zusammenhänge zwischen Windwirkung und Brechverhalten der Wellen sind bislang nicht erforscht (CHEN et al., 2002). Wenn es gelingt, Maßstabeffekte zukünftig weitgehend auszuschalten, können Laborexperimente in kombinierten Wind- und Wellenkanälen jedoch entscheidend zur quantitativen Formulierung der Zusammenhänge beitragen.

2.2.2.2 Kriterien zur Bestimmung des Brechpunktes

Die äußere Brandungszone (vgl. Abb. 3) wird seeseitig durch das Brechen der höchsten Wellen des Seegangs begrenzt. Dabei kann der Brechpunkt als die Position angesehen werden, an der die Wellenhöhe ihr Maximum erreicht. Teilweise wird er aber auch dadurch definiert, dass dort wenigstens ein Teil der Wellenfront senkrecht verläuft (BASCO, 1985; SMITH & KRAUS, 1990). Weitere Definitionen des Brechpunktes haben u.a. SINGAMSETTI & WIND (1980) zusammengestellt.

Nach Linearer Wellentheorie lässt sich der Zusammenhang zwischen den Parametern am Brechpunkt aus dem Kriterium von MICHE (1944) ermitteln:

$$\frac{H_b}{L_b} = 0,142 \tanh \frac{2 \pi h_b}{L_b} \quad (4)$$

Daraus ergibt sich für Flachwasserbedingungen ein Brecherindex $\kappa = 0,89$. Nach der Theorie der Einzelwelle beträgt $\kappa = 0,78$ (MCCOWAN, 1894). Weitere Herleitungen aus theoretischen Ansätzen weisen auf einen Index κ zwischen 0,73 und 1,03 hin (SCHÜTTRUMPF, 1973), bei steilen Stränden werden sogar Werte $\kappa \approx 1,35$ erreicht (HORIKAWA, 1987). Spätere Kriterien berücksichtigen daher die Strandneigung $\tan \beta$, indem sie z.B. das Kriterium von MICHE (Gl. (4)) modifizieren.

In Tab. 2 sind die wichtigsten Kriterien zur Bestimmung der Brecherhöhe von regelmäßigen Wellen mit ihren Gültigkeitsbereichen und der Basis ihrer Entwicklung zusammengefasst. Hinsichtlich der praktischen Anwendung sind dabei die Ansätze zu bevorzugen, die sowohl die Wellensteilheit (über die Wellenperiode T oder die Wellenlänge L) als auch die Strandneigung $\tan \beta$ berücksichtigen. Bei Kenntnis der lokalen Parameter am Brechpunkt (z.B. aus numerischen Modellen) sollte das Kriterium von YOO (1986) herangezogen werden. Für eine einfache Abschätzung wird aufgrund der breiten Datengrundlage der Ansatz von KAMINSKY & KRAUS (1993) empfohlen (SOUTHGATE, 1995).

Die grundlegenden Prozesse regelmäßiger Wellen sind auch für die Einzelwellen eines natürlichen Seegangs gültig. Dennoch zeigen Naturuntersuchungen, dass die höchsten Wellen eines Spektrums früher und kleine Wellen später brechen als regelmäßige Wellen gleicher Höhe (HOTTA et al., 1984 nach HORIKAWA, 1987).

Die im Mittel um 15 bis 25 % geringeren Brecherhöhen des Spektrums (KAMPHUIS, 1991b) können in dem für regelmäßige Wellen entwickelten Kriterium von GODA (1970) über eine Abminderung des Koeffizienten A_G (vgl. Tab. 2) berücksichtigt werden. Für die Bestimmung der signifikanten Brecherhöhe $H_{s,b}$ empfiehlt sich ein Wert von $A_G = 0,12$ (KAMPHUIS, 1991b), für die Ermittlung der maximalen Brecherhöhe $H_{\max,b}$ ein Wert von $A_G = 0,15$ (MUTTRAY & OUMERACI, 2000).

Für die numerische Berechnung des Brechpunktes über einem natürlichen Strandprofil ist jedoch das Kriterium von KAMPHUIS (1991b)

$$H_{s,b} = 0,095 \exp(4 \tan \beta) L_{p,b} \tanh \left(\frac{2 \pi h_b}{L_{p,b}} \right) \quad (5)$$

mit $L_{p,b}$ = Wellenlänge zur Peakfrequenz am Brechpunkt

zu bevorzugen, da es die signifikante Wellenhöhe $H_{s,b}$ am Brechpunkt als Funktion der im numerischen Modell bekannten lokalen Parameter ausdrückt (vgl. Abschnitt 2.2.2.1).

Tab. 2: Höhe H_b regelmäßiger Wellen am Brechpunkt nach bekannten Brechkriterien

Kriterium	Wellenhöhe H_b am Brechpunkt	Grundlage und Gültigkeitsbereich
GODA (1970)	$A_G \left(1 - \exp\left(-1,5\pi h_b / L_0 \left(1 + 15 \tan^{4/3} \beta\right)\right) \right) L_0$ mit $A_G = 0,17$	Labor (KM, 2D) $0,02 \leq \tan \beta \leq 0,10$
WEGGEL (1972)	$(g T^2 b_\beta) / (g T^2 + a_\beta h_b) h_b$ mit $a_\beta = 43,75 (1 - \exp(-19 \tan \beta))$ $b_\beta = 1,56 (1 + \exp(-19,5 \tan \beta))^{-1}$	Labor (KM, 2D) $0,02 \leq \tan \beta \leq 0,20$
KOMAR & GAUGHAN (1972)	$0,563 (H_0 / L_0)^{-0,2} H_0$	Labor (KM, 2D) $\tan \beta = \text{konstant}$
OSTENDORF & MADSEN (1979)	$0,14 \tanh\left(\left(0,8 + 5 \tan \beta\right) 2\pi h_b / L_b\right) L_b$	Labor (KM, 2D) $\tan \beta < 0,1$
	$0,14 \tanh(2,6\pi h_b / L_b) L_b$	Labor (KM, 2D) $\tan \beta > 0,1$
SINGAMSETTI & WIND (1980)	$0,937 \tan^{0,155} \beta (H_0 / L_0)^{-0,13} h_b$	Labor (KM, 2D) $0,02 \leq H_0 / L_0 \leq 0,06$ $0,025 \leq \tan \beta \leq 0,10$
MOORE (1982)	$(b_\beta - 0,36 a_\beta (H_0 / 2\pi L_0)^{0,8}) h_b$ mit a_β und b_β nach WEGGEL (1972, s.o.)	Labor (KM, 2D) $0,02 \leq \tan \beta \leq 0,10$
SUNAMURA (1983)	$1,09 \tan^{0,19} \beta (h_b / L_0)^{-0,1} h_b$	Labor (GM, 2D)
YOO (1986)	$\frac{2\pi}{7} (0,8 + \tanh(3,0 \xi_Y)) h_b$	Labor (KM, 2D) $0,02 \leq \tan \beta \leq 0,20$
LARSON (1988)	$1,14 \xi_0^{0,21} h_b$	Labor (GM, 2D) Bewegliche Sohle
HANSEN (1990)	$1,05 (\tan \beta L_b / h_b)^{0,2} h_b$	Labor (KM, 2D) $0,25 < \tan \beta L_b / h_b < 1$ $0,022 \leq \tan \beta \leq 0,082$
SMITH & KRAUS (1990)	$(b_\beta - a_\beta H_0 / L_0) h_b$ mit $a_\beta = 5,00 (1 - \exp(-43 \tan \beta))$ $b_\beta = 1,12 (1 + \exp(-60 \tan \beta))$	Labor (KM, 2D) $0,0007 \leq H_0 / L_0 \leq 0,092$ $0,0125 \leq \tan \beta \leq 0,1$
KAMINSKY & KRAUS (1993)	$1,20 \xi_0^{0,27} h_b$	Labor (KM, 2D) Daten aus 416 Tests $0,0125 \leq \tan \beta \leq 0,2$
WU (1994)	$(0,85 + 0,35 \log(\tan \beta L_0 / H_0)) h_b$	Labor (KM, 2D) $0,01 \leq H_0 / L_0 \leq 0,06$ $0,0125 \leq \tan \beta \leq 0,1$

GM - Großmaßstäbl. Modelle; KM - Kleinmaßstäbl. Modelle; 2D - 2-dimensionale Modelle; 3D - 3-dimensionale Modelle

Maßstäbliche Modellversuche mit Wellenspektren und Naturuntersuchungen deuten auf einen nur schwach ausgeprägten Einfluss der Strandneigung $\tan \beta$ hin (BATTJES & STIVE, 1985; NAIRN, 1990). Für eine überschlägliche Ermittlung des Brechpunktes unregelmäßiger Wellen unter Heranziehung von Tiefwasserparametern ist daher das empirische Kriterium von BATTJES & STIVE (1985)

$$H_b = \left(0,5 + 0,4 \tanh(33 H_0 / L_0) \right) h_b \quad (6)$$

mit $H_b = H_{\text{rms},b}$ = *Root Mean Square* Wellenhöhe am Brechpunkt

$H_0 = H_{\text{rms},0}$ = *Root Mean Square* Wellenhöhe im Tiefwasser

$L_0 = L_{p,0}$ = Wellenlänge zur Peakfrequenz im Tiefwasser

ausreichend (SOUTHGATE, 1995). Neben der Nichtberücksichtigung der Strandneigung in Gl. (6) fällt auf, dass der Brecherindex $\kappa = H_b/h_b$ im Gegensatz zu den Kriterien für regelmäßige Wellen (Tab. 2) mit der Tiefwasserwellensteilheit H_0/L_0 zunimmt. Die Ursache für diese Diskrepanz im Verhalten regelmäßiger und unregelmäßiger Wellen, die insbesondere bei geringen Tiefwasserwellensteilheiten $H_0/L_0 < 0,02$ deutlich wird, vermutet NAIRN (1990) im Energietransfer von winderzeugten Wellen auf langperiodische Schwingungen, der bei geringen Wellensteilheiten ausgeprägter ist (SOUTHGATE, 1995). Abgesicherte physikalische Erklärungen sind jedoch bislang nicht bekannt.

Weitere natürliche, aber in den angegebenen Kriterien nicht berücksichtigte Einflüsse auf den Brecherindex κ können durch Beiwerte einbezogen werden. So sollte bei schrägem Wellenangriff die effektive flachere Strandneigung analog zu Gl. (3) angesetzt werden. Die seewärtige Verschiebung des Brechpunktes infolge küstennormal gerichteter Rippströmungen oder starker sohnaher Rückströmungen kann durch den dimensionslosen Beiwert ε_U

$$\varepsilon_U = \frac{q_U}{(H_0/L_0) g^2 T^3} \tan^{0,25} \beta \quad \text{für } H_0/L_0 \leq 0,05 \quad (7)$$

$$\varepsilon_U = \frac{q_U}{0,05 g^2 T^3} \tan^{0,25} \beta \quad \text{für } H_0/L_0 > 0,05$$

mit q_U = Wassertransport pro Einheitsbreite infolge Rückströmung [m^3/ms]

berücksichtigt werden (SAKAI et al., 1988). Bei Überschreiten kritischer Werte für $\varepsilon_{U,\text{krit}}$ ergeben sich gegenüber einem Zustand ohne Rückströmung (mit H_b und h_b) größere Wellenhöhen $H_{b,U}$ und Wassertiefen $h_{b,U}$ am Brechpunkt, die SAKAI et al. (1988) auf Grundlage von Regressionsanalysen kleinmaßstäblicher Laborexperimente ermittelt haben:

$$H_{b,U} = (0,96 + 30 \varepsilon_U) H_b \quad \text{wenn } \varepsilon_U \geq \varepsilon_{U,\text{krit}} = 0,0013 \quad (8)$$

$$h_{b,U} = (0,93 + 170 \varepsilon_U) h_b \quad \text{wenn } \varepsilon_U \geq \varepsilon_{U,\text{krit}} = 0,0004 \quad (9)$$

Für den Einfluss langperiodischer Wellen und des Windes sind bislang keine Berechnungsansätze bekannt (SOUTHGATE, 1995; CHEN et al., 2002). Kleinmaßstäbliche Experimente von DOUGLASS (1990) zeigen jedoch, dass starker ablandiger Wind den Brecherindex κ von Schwallbrechern um 10 bis 15 % erhöhen kann, während auflandiger Wind zu einer Verringerung von κ in der gleichen Größenordnung führt. Bei anderen Brechertypen erhöht sich der Einfluss des Windes noch und kann die Wirkung der Wellensteilheit H/L oder der Strandneigung $\tan \beta$ übersteigen (DOUGLASS, 1990).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass der Anwendung der vorgestellten Brechkriterien an natürlichen Stränden Grenzen gesetzt sind, da etliche in der Natur vorkommenden Einflüsse bislang unzureichend (z.B. Wind, langperiodische Wellen, Strömungen) oder widersprüchlich (Strandneigung, Wellensteilheit) in die Berechnung einbezogen werden. Dies zeigt sich besonders in den gravierenden Unterschieden zwischen Brecherhöhen regelmäßiger Wellen im Labor und derjenigen von Wellenspektren in der Natur. Zur Vertiefung der erforderlichen Kenntnisse können sowohl Laborexperimente als auch Naturmessprogramme mit umfangreicher Instrumentierung zur Erfassung aller relevanten Einflüsse beitragen.

2.2.3 Prozesse in der inneren Brandungszone

In der inneren Brandungszone werden die nach dem Wellenbrechen abnehmenden Wellenhöhen und der dadurch verursachte Brandungstau (Abschnitt 2.2.3.1) von langperiodischen Wellen (Abschnitt 2.2.3.2) sowie von Wirbeln und Turbulenzen (Abschnitt 2.2.3.3) überlagert.

2.2.3.1 Wellenhöhenverlauf und Brandungstau

Während sich die Wellenform in der äußeren Brandungszone über einer relativ kurzen Strecke, die der acht- bis zehnfachen Wassertiefe am Brechpunkt entspricht (SVENDSEN et al., 1978), sehr stark verändert, erfolgt in der inneren Brandungszone die Veränderung der Wellenform und des zugehörigen Strömungsfeldes erheblich langsamer. Dabei unterscheiden sich die Prozesse über einem ansteigenden Strandprofil und einem Riff-Rinnen-Profil.

Über einem ansteigenden Vorstrand erhöht sich die Asymmetrie der gebrochenen Wellen infolge der abnehmenden Wassertiefe. Sowohl nach Schwall- als auch nach Sturzbrechern stellt sich allmählich eine sägezahnartige Form der Wasseroberfläche ein, die einer fortschreitenden Bore oder einem gewellten Wechselsprung ähnelt (SVENDSEN, 1992). Die gegenüber einer Bore der selben Höhe um etwa 50 % höhere Dissipation (STIVE, 1984) erfolgt nahezu vollständig durch Turbulenzen, die durch die kontinuierliche Fortsetzung des Wellenbrechens erzeugt werden. Der Anteil der Bodenreibung an der Energiedissipation ist mit weniger als 3 % sehr gering (THORNTON & GUZA, 1983). Ihre Wirkung auf die Reduzierung der Wellenhöhe in der Brandungszone bewegt sich lediglich im Millimeterbereich und kann daher bei der Berechnung vernachlässigt werden (DALLY et al., 1985).

Die Höhen regelmäßiger Wellen über einem flachen Vorstrand werden im einfachsten Fall über eine konstante relative Wellenhöhe H/h in der gesamten Brandungszone bestimmt (HORIKAWA, 1987; SOUTHGATE, 1995). Eine realistischere Beschreibung der Höhen regelmäßiger Wellen nach dem Brechen liefert der empirische Ansatz von ANDERSEN & FREDSE (1983). Danach wird der Brechpunkt über $\kappa = H_b/h_b = 0,8$ definiert. Dieser Wert ist eine gute Näherung für flache Strände, an denen vorwiegend Schwallbrecher auftreten (vgl. Abschnitt 2.2.2.1). Die Abnahme der Wellenhöhe $H(x)$ im küstennormalen Abstand Δx vom Brechpunkt bis zu einer konstanten relativen Höhe $H/h = 0,5$ der fortschreitenden Bore kann durch

$$H(x) = 0,5 h(x) + 0,3 \exp\left(-0,11 \frac{\Delta x}{h_b}\right) h(x) \quad (10)$$

ausgedrückt werden (vgl. Abb. 6). Gl. (10) beruht auf den Ergebnissen kleinmaßstäblicher Experimente von HORIKAWA & KUO (1966) und gilt für annähernd konstante Vorstrandneigungen $\tan \beta \leq 1 : 30$ landseitig des Brechpunktes.

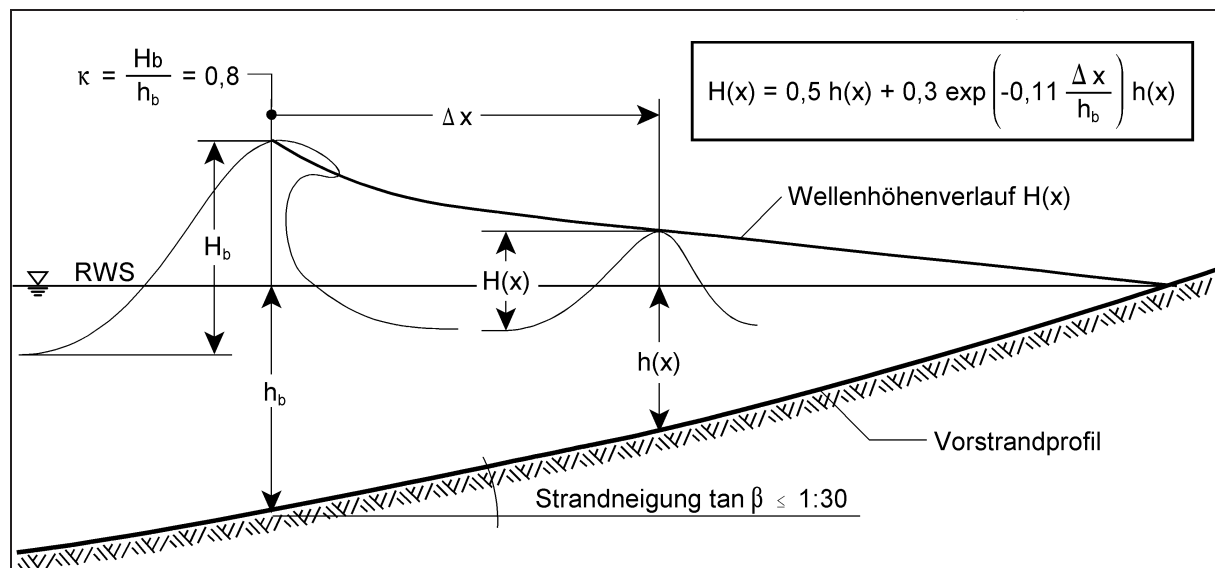


Abb. 6: Veränderung der Höhe regelmäßiger Wellen in der Brandungszone eines ansteigenden Strandprofils nach ANDERSEN & FREDSE (1983; Gl. (10))

Einen formal ähnlichen Berechnungsansatz unter Berücksichtigung des Brechkriteriums von GODA (1970) entwickeln MUTTRAY & OUMERACI (2000):

$$H(x) = 0,6 H_{\text{krit}}(x) + 0,4 \exp\left(-0,15 \frac{\Delta x}{h(x)}\right) H_{\text{krit}}(x) \quad (11)$$

$H_{\text{krit}}(x)$ ist eine kritische Wellenhöhe, die sich für jede Position x über dem Vorstrandprofil aus der Formel von GODA (1970; Tab. 2) errechnet, wobei statt der Wassertiefe h_b am Brechpunkt jeweils die lokale Wassertiefe $h(x)$ anzusetzen ist. Gl. (11) wurde auf der Grundlage von Ergebnissen kleinmaßstäblicher Laborversuche mit undurchlässiger Sohle und einer Vorstrandneigung $\tan \beta = 1 : 30$ im Bereich des zu erwartenden Brechpunktes verifiziert.

Gl. (11) ermöglicht gegenüber Gl. (10) eine plausiblere Bestimmung des Brechpunktes bei verschiedenen Brecherformen. Schwallbrecher, die i.d.R. über relativ flachen Sandstränden auftreten, führen jedoch zu vergleichbaren Ergebnissen. Lediglich unmittelbar nach dem Brechen ergibt sich nach MUTTRAY & OUMERACI (2000; Gl. (11)) - bezogen auf die Tiefwasserwellenhöhe H_0 - eine bis zu ca. 5 % stärkere Abnahme der Wellenhöhen. Für eine praxisorientierte Abschätzung ist der Ansatz von ANDERSEN & FREDSE (1983; Gl. (10)) aufgrund seiner geringeren Anzahl an Eingangsparametern und deren weniger aufwendige Bestimmung (z.B. der lokalen Strandneigung $\tan \beta(x)$) zu bevorzugen.

Für die Ermittlung des Wellenhöhenverlaufes eines unregelmäßigen Seegangs ist das numerische Modell von THORNTON & GUZA (1983) zu bevorzugen, das eine Weiterentwicklung des Modells von BATTJES & JANSSEN (1978) ist. Die Wellenhöhen in der inneren Brandungszone werden aus der Energiedissipation von Boren errechnet, wobei sich in Abhängigkeit von der Wassertiefe nur die Höhen der brechenden Wellen ändern. Der Anteil brechender Wellen der bis dahin RAYLEIGH-verteilten Wellenhöhen wird nach BATTJES & JANSSEN (1978) allein über die Bedingung $H > H_b$ ermittelt (Abb. 7a). Dieses unrealistische "Abschneiden" der Häufigkeitsverteilung $p(H > H_b)$ korrigieren THORNTON & GUZA (1983), indem sie anhand von Naturmessungen nachweisen, dass der prozentuale Anteil brechender Wellen zwar dem des Ansatzes von BATTJES & JANSSEN entspricht, die Brecherhöhen jedoch einer empirischen Verteilungsfunktion $p_b(H)$ folgen, die im Vergleich zur RAYLEIGH-Verteilung einen größeren

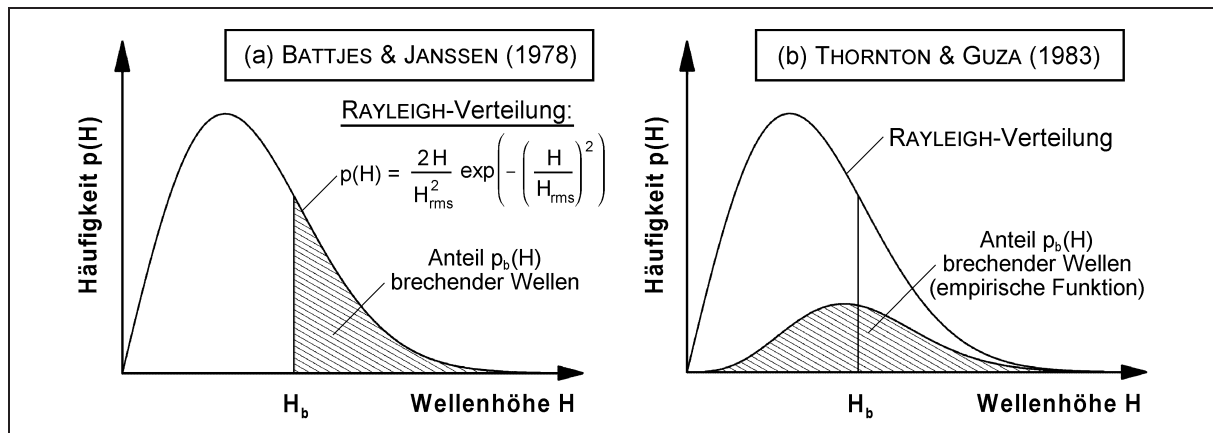


Abb. 7: Ermittlung des Anteiles $p_b(H)$ brechender Wellen in den Modellen von (a) BATTJES & JANSSEN (1978) sowie (b) THORNTON & GUZA (1983)

Anteil hoher Wellen aufweist (Abb. 7b). Der numerische Ansatz von THORNTON & GUZA (1983) ergibt sich aus den genannten Vorgaben für Flachwasserbedingungen zu:

$$\frac{\partial}{\partial x} (H^2 h^{1/2}) = -\frac{3}{2} \left(\frac{\pi}{g} \right)^{1/2} \frac{f_p B^3}{\kappa^2 \cos \Theta_b} \frac{H^5}{h^3} \left(1 - \frac{1}{\left(1 + (H/\kappa h)^2 \right)^{5/2}} \right) \quad (12)$$

mit $H = H_{rms}$ = Root Mean Square Wellenhöhe

f_p = Peakfrequenz des Wellenspektrums

B = Koeffizient zur Beschreibung der Schaumproduktion des Brechertyps zwischen 0 (kein Schaum) und 1 (vollausgebildeter Sturzbrecher)

Über einem Riff-Rinnen-Profil zeigt sich im Riffbereich gleichfalls eine starke Abnahme der Wellenhöhen infolge der Energiedissipation beim Wellenbrechen. Beim anschließenden Überqueren der Rinne wird der Brechvorgang aufgrund der wieder zunehmenden Wassertiefe jedoch unterbrochen und die Wellen reformieren sich bei einem Gleichgewichtszustand H/H_b zwischen 0,3 und 0,4 (HORIKAWA & KUO, 1966).

ANDERSEN & FREDSE (1983) zeigen anhand von Naturmessungen an der dänischen Nordseeküste, dass die Wellen auch über einem natürlichen Riffsystem bei $\kappa = H_b/h_b = 0,8$ brechen und berücksichtigen die Reformierung regelmäßiger Wellen landseitig des Riffes bis zum erneuten Brechen bei $\kappa' = H'_b/h'_b = 0,8$ (Abb. 8) durch eine modifizierte Version von Gl. (10):

$$H(x) = 0,35 H_b + 0,65 \exp \left(-0,12 \frac{\Delta x}{H_b} \right) H_b \quad (13)$$

Für die Bestimmung des Wellenhöhenverlaufes eines Wellenspektrums über einem natürlichen Riffprofil haben DALLY et al. (1985) ein numerisches Modell entwickelt. Sie gehen davon aus, dass die Energiedissipation der Einzelwellen proportional zur Differenz zwischen lokalem Energiefluss und dem stabilen Energiefluss vollständig reformierter Wellen über der Rinne ist:

$$\frac{\partial}{\partial x} (H^2 h^{1/2}) = -\frac{K}{h} (H^2 h^{1/2} - \Gamma^2 h^{5/2}) \quad (14)$$

mit K = empirischer Koeffizient $\approx 0,15$

Γ = stabile relative Wellenhöhe $H/h \approx 0,4$

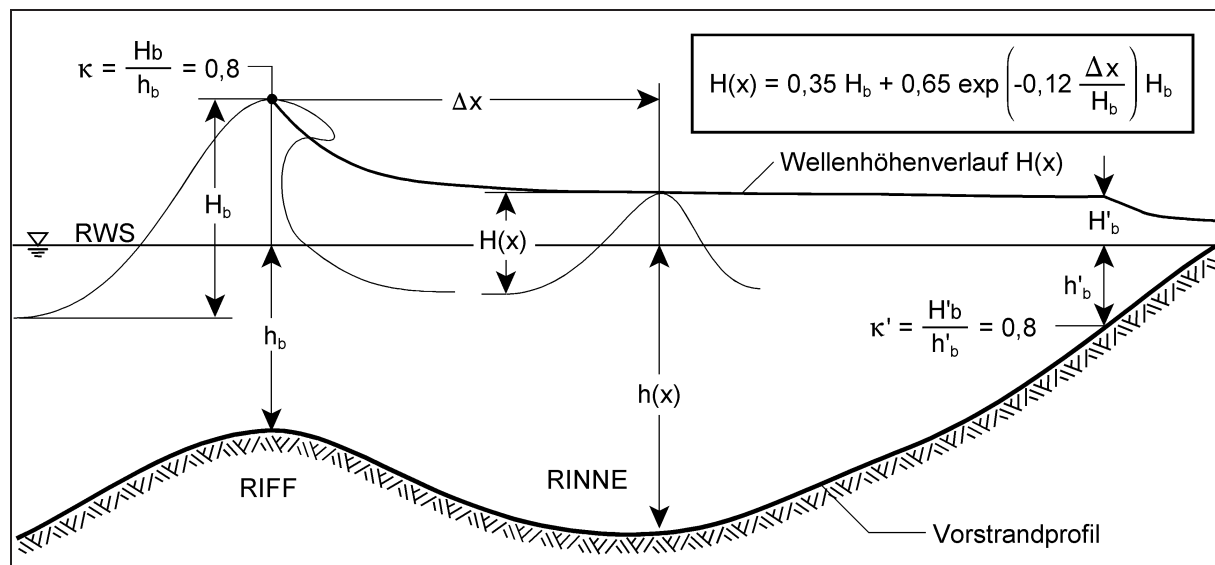


Abb. 8: Veränderung der Höhe regelmäßiger Wellen in der Brandungszone eines Riff-Rinnen-Profiles nach ANDERSEN & FREDSE (1983; Gl. (13))

Die Höhen H der einzelnen Wellen werden durch eine theoretische Wahrscheinlichkeitsverteilung im Tiefwasser nach LONGUET-HIGGINS (1983) aus der mittleren Wellenperiode T_m , der Tiefwasserwellenhöhe $H_{rms,0}$ und einem Parameter zur Kennzeichnung der Bandbreite des Spektrums bestimmt (DALLY, 1992).

Der Ansatz nach Gl. (14) ermöglicht im Gegensatz zur Boretheorie, wie sie von BATTJES & JANSSEN (1978) sowie THORNTON & GUZA (1983) zugrunde gelegt wird, die Simulation der Wellenreformierung bei zunehmender Wassertiefe hinter einem Riff, kann aber genauso für die Anwendung über ansteigenden Strandprofilen empfohlen werden. Das belegen Gegenüberstellungen mit Messdaten großmaßstäblicher Modellversuche sowohl mit regelmäßigen als auch mit unregelmäßigen Wellen aus dem GWK (OELERICH & DETTE, 1988; WU, 1994). Insbesondere beim Auftreten von Sturzbrechern beschreibt der nach DALLY et al. (1985) berechnete Verlauf die Wellen Höhenabnahme besser als andere Modelle (OELERICH & DETTE, 1988).

Brandungstau: Infolge der fortlaufenden Bore stellt sich in der inneren Brandungszone ein Massentransport in Richtung des Strandes ein, der im Gegensatz zur "Übergangszone" mit einer Erhöhung (*Set Up*) des MWS verbunden ist (Abb. 9). Dieser als Brandungstau bezeichnete Anstieg kann ebenfalls nach der Impulsflussmethode von LONGUET-HIGGINS & STEWART (1964) errechnet werden (s. Anlage A), wobei im Falle von unregelmäßigem Seegang die Wellenhöhe H_{rms} maßgebend ist (CEM, 2002).

Über einem ansteigenden Vorstrand erreicht der Wasserspiegelanstieg $\bar{\eta}$ infolge von Schwallbrechern an der Uferlinie $\bar{\eta}_s \approx 0,3 H_b$ und auf dem Strand ein Maximum von $\bar{\eta}_{max} \approx 0,35 H_b$ (Abb. 9; vgl. Anlage A). Sturzbrecher bewirken einen deutlich geringeren Brandungstau von $\bar{\eta}_s \approx 0,1 H_b$ (OUMERACI, 2001).

Für natürliche Riff-Rinnen-Profile können keine allgemein gültigen Anhaltswerte angegeben werden, hierfür sind numerische Verfahren zu bevorzugen, die die Wasserspiegeländerung z.B. aus dem Wellenhöhenverlauf nach DALLY et al. (1985) ermitteln.

Naturmessungen an unterschiedlich geformten Stränden (HANSLOW & NIELSEN, 1993) zeigen, dass der lineare Anstieg des MWS, wie er sich aus der Theorie berechnet, lediglich in der Brandungszone bis zum Erreichen von $\bar{\eta}_s$ (Abb. 9) zutreffend ist. Im Bereich der Wellenauf-

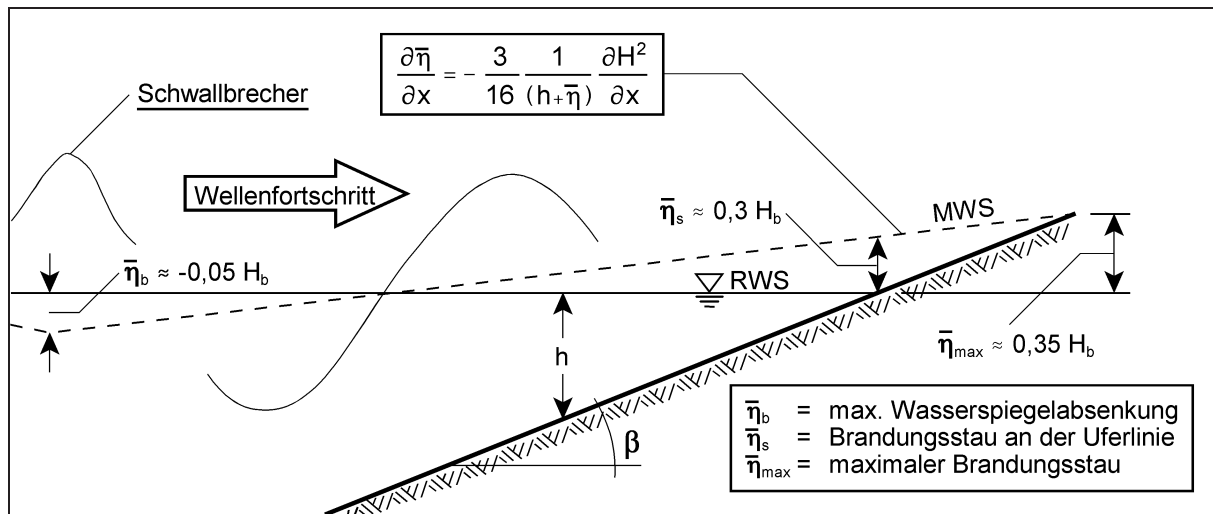


Abb. 9: Brandungsstau infolge von Schwallbrechern (schematisch)

laufzone ist - insbesondere bei Niedrigwasser - ein wesentlich stärkerer Anstieg des MWS festzustellen, der im Vergleich zu der in Abb. 9 dargestellten linearen Extrapolation ein im Mittel ca. 25 % höheres Maximum $\bar{\eta}_{\max}$ bewirkt. HANSLOW & NIELSEN (1993) führen dies darauf zurück, dass sich der Grundwasserspiegel im Strand bzw. in der Düne verzögert zum Tidewasserstand einstellt. Bei Tideniedrigwasser ist der Grundwasserspiegel somit höher als der MWS, infolge dessen sich eine feuchte, glatte Strandoberfläche einstellt. Der Auflaufschwall versickert kaum noch, die Wellenauflaufhöhe und damit auch der MWS erhöhen sich.

Da theoretische Verfahren den Einfluss der Tide auf den Grundwasserspiegel nicht einbeziehen, sind zukünftig weitere Naturmessdaten erforderlich, um empirische Ansätze zur verbesserten Vorhersage des Brandungsstaus zu entwickeln und zu verifizieren.

2.2.3.2 Langperiodische Wellen

Der Wellenhöhenverlauf winderzeugter Wellen wird in der Brandungszone durch langperiodische **Brandungsschwingungen** (*Surf Beat*) mit Perioden von 30 s bis zu einigen Minuten überlagert. Diese Schwingungen werden durch das Brechen des kurzperiodischen Seegangs aus den vorhandenen Wellengruppen gelöst. Die nun ungebundenen Wellen werden aufgrund ihrer extrem niedrigen Steilheit am Strand vollständig reflektiert und laufen entweder in den Tiefwasserbereich zurück (*Leaky Waves*) oder werden bei schrägem Wellenangriff durch die Refraktion als Randwellen (*Edge Waves*) an ein küstenparalleles Riff oder die Brandungsströmung gebunden. In beiden Fällen können sich stehende Wellen in küstennormaler Richtung ausbilden, die mit einer starken Erhöhung der Amplitude an der Uferlinie verbunden sind und im Falle der Randwellen küstenparallel fortschreiten.

Das gleichzeitige Auftreten mehrerer Randwellen mit gleicher Periode führt nachweislich zur Ausbildung sichelförmiger Riff- und Strandformationen (*Beach Cusps*) mit einer küstenparallelen Ausdehnung einer halben Wellenlänge (BOWEN & INMAN, 1971). Küstennormal reflektierte Schwingungen tragen möglicherweise zur Bildung küstenparalleler Riffsysteme bei (BOWEN & HUNTLEY, 1984). Modellversuche im Labor deuten jedoch darauf hin, dass die Riffbildung nur gering beeinflusst (DALLY, 1987) oder gar verhindert wird (ROELVINK, 1993).

Die Seegangenergie in der Brandungszone wird von langperiodischen Wellen dominiert, wenn die Brecherkennzahl $\xi_0 < 1,5$ ist (HOLMAN, 1986), d.h. normalerweise während eines Sturmes mit relativ steilen Wellen an dissipativen Stränden. Unter solchen Bedingungen ist

die Amplitude der Brandungsschwingungen linear von der Brecherhöhe der kurzperiodischen Wellen abhängig, sie beträgt an der Uferlinie etwa 70 bis 75 % der signifikanten Wellenhöhe $H_{s,b}$ am Brechpunkt (GUZA & THORNTON, 1982). Die Verteilung der langperiodischen Wellen ist durch ein breitbandiges Energiedichtespektrum gekennzeichnet, das über ansteigenden Stränden keine ausgeprägten Spitzen aufweist (GUZA & THORNTON, 1985). In der Brandungszone werden zusätzliche Orbitalströmungen und sohlennahe Rückströmungen von jeweils ca. 1 m/s induziert (BOWEN & HUNTLEY, 1984). Der dadurch verursachte seewärts gerichtete Sedimenttransport kann das 2,5fache des Transportes infolge winderzeugter kurzperiodischer Wellen allein betragen (RUSSELL et al., 1991).

Zur rechnerischen Vorhersage von küstennormal einlaufenden Wellengruppen und der resultierenden Brandungsschwingungen sowie ihrer hydro- und morphodynamischen Prozesse wurde u.a. von ROELVINK (1993) ein numerisches Modell entwickelt. Das Modell beruht auf der Kontinuität von Masse, Impuls und Energie sowie Annahmen aus der Linearen Wellentheorie für die Bewegung der kurzperiodischen Wellen, der Energiedissipation der fortlaufenden Bore nach dem Verfahren von BATTJES & JANSSEN (1978) und der Verwendung von nichtlinearen Theorien für die langperiodischen Wellenbewegungen. Die Ergebnisse des Modells wurden mit Messungen aus kleinmaßstäblichen Wellenkanalversuchen verglichen und können für solch zweidimensionale Bedingungen als zufriedenstellend bezeichnet werden.

Für die praktische Anwendung unter natürlichen Bedingungen liegen bislang keine allgemein gültigen Verfahren vor (CEM, 2002). Zur Entwicklung und Überprüfung solcher Ansätze zur Vorhersage der Hydro- und Morphodynamik sind Daten aus Langzeitmessungen in der Natur erforderlich, da die naturgemäße Reproduktion langperiodischer Wellen im Labor problematisch ist (HUNTLEY et al., 1993).

2.2.3.3 Wirbel und Turbulenzen

Infolge des Wellenbrechens werden in der äußeren und in der inneren Brandungszone Turbulenzen und Wirbelstrukturen in den unterschiedlichsten Skalen erzeugt (NADAOKA et al., 1988; BASCO, 1985). Diese breiten sich über die gesamte Wassertiefe aus und beeinflussen die Mobilisierung des Sedimentes entscheidend.

Beim Brechen der Wellen initiiert das Eintauchen der Brecherzunge in die Wasseroberfläche eine rotierende Bewegung der Wasserpartikel. Abhängig von der Tiefwasserwellensteilheit H_0/L_0 und der Vorstrandneigung $\tan \beta$ werden hierdurch großräumige Wirbel generiert (HORI-KAWA, 1987), die um eine horizontale Achse parallel zum Wellenkamm rotieren (Abb. 10a).

Unter Sturzbrechern dringen die Großwirbel bis zur Sohle vor (BASCO, 1985) und bewirken eine Aufwirbelung des Sedimentes über die gesamte Wassersäule. Ein solcher Prozess ist ausschließlich auf die äußere Brandungszone (Riffbereich) beschränkt. Die Suspensionsrate in der inneren Brandungszone wird hierdurch kaum beeinflusst (NADAOKA et al., 1988).

Unter Schwallbrechern zerfallen die horizontal rotierenden Großwirbel in kleinere, instabile Wirbelstrukturen (BASCO, 1985). Dadurch ist die Turbulenzproduktion in der äußeren Brandungszone zwar weitaus geringer als unter Sturzbrechern, sie breitet sich jedoch über weite Strecken der inneren Brandungszone aus. Aus dem Turbulenzteppich unter dem Kamm der gebrochenen Wellen treten vertikale Wirbel aus, die sich gegen die Wellenfortschrittsrichtung schräg rotierend nach unten bis zur Sohle erstrecken (Abb. 10b) und das Sediment in einer Suspensionswolke mit starker Konzentration aufwirbeln (NADAOKA et al., 1988).

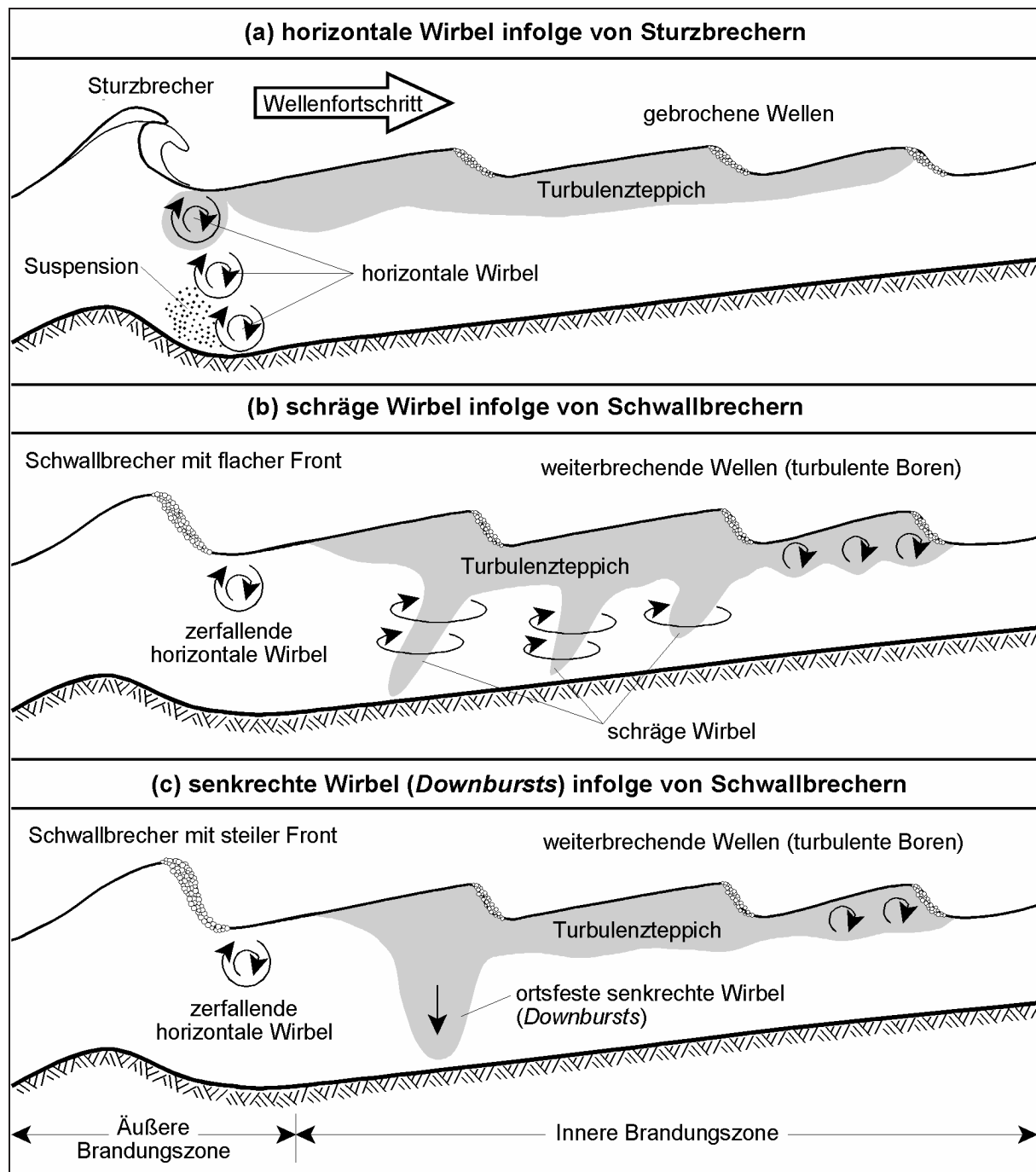


Abb. 10: Wirbel und Turbulenzen in der Brandungszone (schematisch nach NADAOKA et al., 1988; KUBO & SUNAMURA, 2001)

Kleinmaßstäbliche Laboruntersuchungen zeigen, dass Schwallbrecher z.T. statt schräger, dreidimensionaler Wirbel sog. *Downbursts* erzeugen (KUBO & SUNAMURA, 2001). Dabei handelt es sich um großskalige, hochturbulente Wassermassen, die sich im Vergleich zu schrägen Wirbeln rotationslos mit einer um ca. 50 % höheren Geschwindigkeit senkrecht zur Sohle bewegen (Abb. 10c). Daher ist auch die resultierende Sedimentmobilisierung höher. Ihre Intensität ist mit dem Energiegehalt der brechenden Wellen verknüpft. Die Einflüsse, die dafür verantwortlich sind, ob schräge oder senkrechte Wirbel erzeugt werden, sind bislang nicht eindeutig erforscht. Vermutlich ist jedoch der Aufprallwinkel der Brecherzunge ein wesentlicher Faktor (KUBO & SUNAMURA, 2001).

2.2.4 Prozesse in der Wellenauflaufzone

In der Wellenauflaufzone (*Swash Zone*) wird die verbliebene potentielle Energie der Wellen in kinetische Energie umgewandelt. Die Wassermasse schießt mit hoher Geschwindigkeit die Böschung hinauf und verursacht neben Turbulenzen und einer Verflüssigung der obersten Sandschicht (vgl. Abschnitt 2.2.1) starke Schubspannungen auf der Strandoberfläche. Nach Erreichen des höchsten Punktes tritt Bewegungsumkehr ein und der Schwall läuft den Strand herab bis er auf den Auflaufschwall der nachfolgenden Welle trifft.

Der Wellenauflauf stellt die sich mit der Bewegung der einlaufenden Wellen und der Brandungsschwingungen periodisch verändernde landseitige Begrenzung des Sedimenttransportes dar und ist ein wichtiger Bestandteil der numerischen Modellierung von sturmflutbedingten Strandprofilveränderungen. Die den Wellenauflauf charakterisierende Auflaufhöhe z_A ist als vertikaler Abstand zwischen RWS und dem höchsten Punkt des Auflaufschwalls auf der Strandoberfläche definiert (Abb. 11), d.h. sowohl der maximale Brandungsstau $\bar{\eta}_{\max}$ als auch der Einfluss langperiodischer Brandungsschwingungen sind darin enthalten.

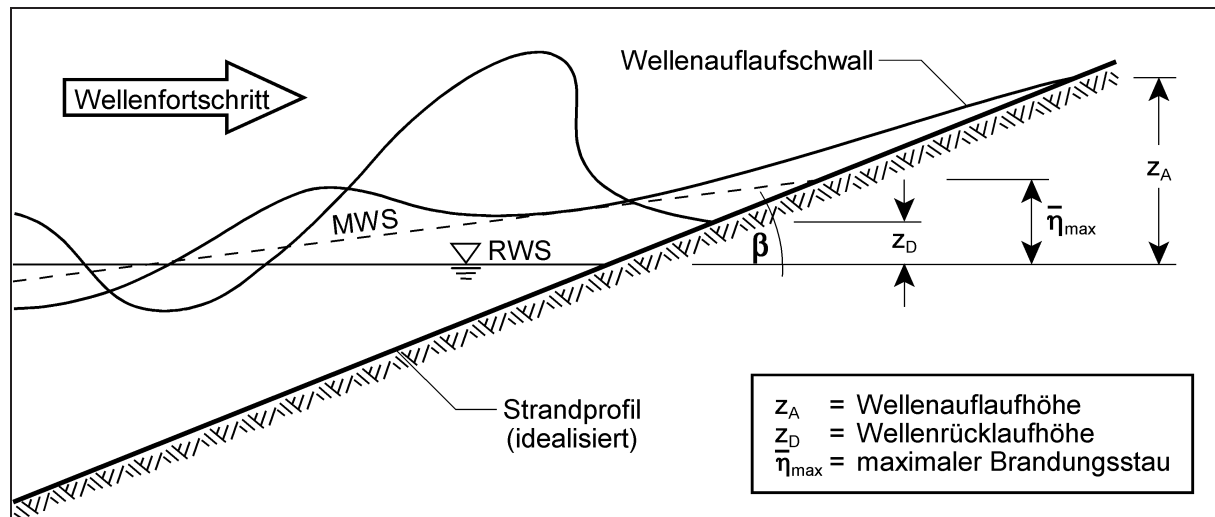


Abb. 11: Definitionen für Wellenauflauf und Wellenrücklauf

An Sandstränden ist der Auflauf brechender Wellen von Interesse. Theoretische Berechnungsansätze hierzu sind von geringer Bedeutung, da Zufallsprozesse infolge des Lufteintrages beim Brechen mathematisch nicht formulierbar sind (FÜHRBÖTER et al., 1989). Empirische Ansätze leiten sich vorwiegend aus Laborexperimenten zum Wellenauflauf an relativ steilen, undurchlässigen Böschungen ab. Sie basieren meist auf der Näherungsformel von HUNT (1959), wonach die Auflaufhöhe z_A regelmäßiger Wellen eine Funktion der Strandneigung $\tan \beta$, der Wellenlänge L_0 und der -höhe H_0 bzw. der Brecherkennzahl ξ_0 nach Gl. (1) ist:

$$z_A = \tan \beta \sqrt{H_0 L_0} = \xi_0 H_0 \quad \text{für } 0,1 < \xi_0 < 2,3 \quad (15)$$

Für unregelmäßige Wellen ist der Auflauf i.d.R. durch die Höhe $z_{A,98}$ definiert, die von 2 % der beobachteten Wellenaufläufe überschritten wird. Das CEM (2002) empfiehlt für die Berechnung den Ansatz von MASE (1989):

$$z_{A,98} = 1,86 \xi_0^{0,71} H_{s,0} \quad \text{für } 1/30 \leq \tan \beta_{AZ} \leq 1/5 \text{ und } H_{s,0}/L_{s,0} \geq 0,007 \quad (16)$$

mit $H_{s,0}$, $L_{s,0}$ = signifikante Wellenhöhe bzw. -länge im Tiefwasser

$\tan \beta_{AZ}$ = mittlere Neigung der Auflaufzone oberhalb vom RWS (Abb. 12)

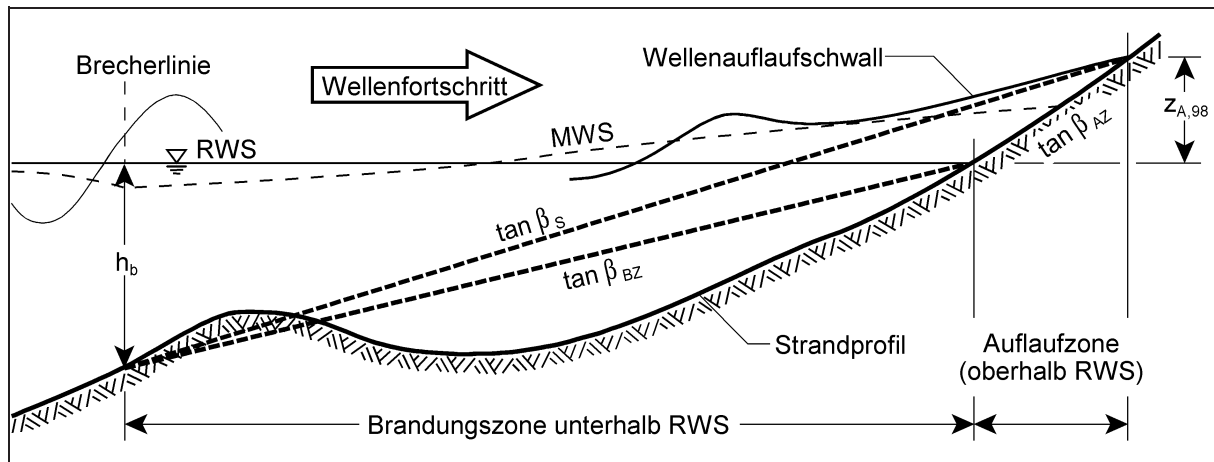


Abb. 12: Definition von Strandneigungen zur Bestimmung der Wellenauflaufhöhe $z_{A,98}$

Durch diesen Ansatz, der auf Laboruntersuchungen mit undurchlässiger Sohle beruht, wird jedoch die Wellenauflaufhöhe an Sandstränden etwa um den Faktor 2 überschätzt. Das belegen Naturmessungen von HOLMAN (1986) an einem eher reflektiven Strand ($\tan \beta_{AZ} \approx 1 : 10$). Die von HOLMAN (1986) ermittelten Daten können nach KOMAR (1998) durch die um einen Korrekturkoeffizienten erweiterte Gl. (15) beschrieben werden:

$$z_{A,98} = 0,92 \xi_0 H_{s,0} \quad (17)$$

Zur Ermittlung der Brecherkennzahl ξ_0 sind wie in Gl. (16) die signifikanten Tiefwasserparameter $H_{s,0}$ und $L_{s,0}$ sowie die Neigung $\tan \beta_{AZ}$ der Strandoberfläche anzusetzen.

Die von HOLMAN (1986) getrennt analysierten Anteile aus Brandungstau und eigentlichem Wellenauflauf deuten darauf hin, dass die Auflaufhöhe $z_{A,98}$ nach Gl. (17) zu gleichen Teilen auf diese beiden Einflüsse zurückgeführt werden kann (KOMAR, 1998).

AHRENS & SEELIG (1996) begründen ihren Ansatz ebenfalls auf der HUNT-Formel nach Gl. (15). Sie gehen jedoch davon aus, dass nicht die Neigung der Strandoberfläche, sondern die mittlere Neigung $\tan \beta_{BZ}$ der Brandungszone (Abb. 12) entscheidend für die Höhe des Wellenauflaufes ist. Diese ergibt sich aus der Gleichgewichtsprofiltheorie als Funktionen der Sinkgeschwindigkeit w des Sedimentes und der Wellenhöhe H_0 im Tiefwasser¹⁾:

$$\tan \beta_{BZ} = 3,375 \frac{w}{\sqrt{g H_{s,0}}} \quad (18)$$

Eine Regressionsanalyse mit den Naturdaten von HOLMAN (1986), NIELSEN (1990) und DOUGLASS (1992) liefert schließlich eine Wellenauflaufhöhe $z_{A,98}$, die bei gleichen Sediment-eigenschaften allein von der Tiefwasserwellenlänge $L_{s,0}$ abhängig ist. Mit einem Korrekturfaktor von 3,44 ergibt sich nach AHRENS & SEELIG (1996) aus Gl. (15) und (18):

$$z_{A,98} = 3,44 \times 3,375 \frac{w}{\sqrt{g H_{s,0}}} \sqrt{H_{s,0} L_{s,0}} = 11,6 w \sqrt{\frac{L_{s,0}}{g}} \quad (19)$$

¹⁾ Die Neigung $\tan \beta_{BZ}$ nach Gl. (18) ergibt sich im Vorgriff auf Abschnitt 2.4.3 aus der Form eines Gleichgewichtsprofils gemäß Gl. (41) mit $m = 2/3$ und einem Profilparameter nach Gl. (44) sowie einer relativen Wellenhöhe am Brechpunkt $h_b/H_0 = 1$

Zur Bestimmung der Wellenaufbauhöhe existiert eine Vielzahl weiterer empirischer Ansätze, die i.d.R. für Deichprofile entwickelt wurden, unter Einbeziehung von Korrektorkoeffizienten oder -funktionen zur Berücksichtigung der veränderten Rauheit und der Porosität des Sandes aber auch auf Sandstrände übertragen werden können (SMITH & KRAUS, 1990).

Unterschiede in den errechneten Aufbauhöhen resultieren häufig aus der Unsicherheit bei der Festlegung der anzusetzenden Strandneigung $\tan \beta$. MASE (1989) und HOLMAN (1986) halten die Neigung $\tan \beta_{AZ}$ oberhalb vom RWS für maßgebend, während AHRENS & SEELIG (1996) die Vorstrandneigung $\tan \beta_{BZ}$ unterhalb des RWS (Abb. 12) als Haupteinfluss ansehen. Weitere Untersuchungen zeigen, dass eine mittlere Neigung $\tan \beta_s$ nach SAVILLE (1958; Abb. 12), die iterativ durch die Schnittpunkte des Querprofils mit der Brecherlinie und der Aufbauhöhe festgelegt wird, für Strandprofile in Natur und Modell plausible Ergebnisse liefert (MAYER & KRIEBEL, 1994; NEWE & DETTE, 1995). NIELSEN (1990) und DOUGLASS (1992) belegen anhand von Naturbeobachtungen sogar, dass der Einfluss der Neigung flacher Strände ($\tan \beta < 1 : 10$) annähernd vernachlässigbar ist.

Auch die Wirkung der Wellenperiode bzw. -steilheit wird in Abhängigkeit von der Form des Strandes unterschiedlich beurteilt, da nicht nur der Brandungstau, sondern auch langperiodische Brandungsschwingungen zur Aufbauhöhe stärker beitragen als der eigentliche Vorgang des Wellenaufbaues (GUZA & THORNTON, 1982). Insbesondere an flachen, schwach dissipativen Stränden zeigt sich keine Abhängigkeit des Wellenaufbaues von der Wellensteilheit. GUZA & THORNTON (1982), AAGARD (1990) und RUGGIERO et al. (1996) geben daher die Aufbauhöhe $z_{A,98}$ als lineare Funktion allein der signifikanten Tiefwasserwellenhöhe $H_{s,0}$ an.

Die z.T. widersprüchlichen Ergebnisse zeigen, dass letztlich keine allgemein gültige Empfehlung für einen Ansatz zur Bestimmung der Aufbauhöhe an natürlichen Sandstränden gegeben werden kann. Aufgrund der deutlichen Überschätzung der Wellenaufbauhöhe durch den Ansatz von MASE (1989) und des fehlenden Einflusses der Wellenhöhe in der von AHRENS & SEELIG ermittelten Beziehung ist nach dem derzeitigen Kenntnisstand Gl. (17) nach KOMAR (1998) zu bevorzugen. Dennoch besteht zukünftig weiterer Forschungsbedarf, insbesondere im Hinblick auf die Definition der maßgeblichen Strandneigung sowie der Bedeutung langperiodischer Brandungsschwingungen auf die Erhöhung des Wellenaufbaues.

Analysen des Wellenrücklaufes z_D , der die seeseitige Begrenzung der Wellenaufbauzone darstellt, sind im Schrifttum selten. Nach HORIKAWA (1987) gilt:

$$z_D = (1 - 0,4 \xi_m) z_A \quad \text{für } 0,3 \leq \xi_m \leq 3,0 \quad (20)$$

mit ξ_m = Brecherkennzahl nach Gl. (1)

Die während des Auf- und Rücklaufvorgangs auf die Strandoberfläche wirkenden Geschwindigkeiten sind im Hinblick auf die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes in der Aufbauzone von Bedeutung. Die größten lokalen Geschwindigkeiten treten unter der Zunge des Aufbauschwells auf und erreichen bei Schwall- und Sturzbrechern nach HORIKAWA (1987) etwa auf Höhe des MWS ihr Maximum $v_{A,max}$ in der Größenordnung

$$v_{A,max} = (2,0 \text{ bis } 2,5) \sqrt{g H_z} \quad (21)$$

mit H_z = Wellenhöhe zu Beginn des Wellenaufbaues

Die Geschwindigkeiten des Wellenrücklaufschwells sind geringer. Untersuchungen für Sandstrände sind nicht bekannt, auf undurchlässigen Böschungen sind sie jedoch etwa 20 % geringer als die des Aufbauschwells (SCHÜTTRUPF et al., 2000).

2.2.5 Strömungen im Küstenprofil

Neben den bereits angesprochenen Orbitalströmungen der winderzeugten und der langperiodischen Wellen sowie landwärts gerichteter Strömungen infolge von Massentransport und *Streaming* treten im küstennahen Bereich weitere sich überlagernde Strömungen auf, die den Sedimenttransport nach Richtung und Betrag beeinflussen. Dabei kann zwischen welleninduzierten und nicht welleninduzierten Strömungen unterschieden werden.

Zu den nicht welleninduzierten Strömungen zählen großräumige Meeresströmungen, die i.d.R. resultierend über das Jahr konstant sind, und Tideströmungen, die über einen längeren Zeitraum und eine große Strecke oszillieren. Diese Strömungen verlaufen normalerweise parallel zur Küste und haben auf kurzfristige Veränderungen des Küstenprofils bei einer Sturmflut nur geringe Auswirkungen. Die folgenden Ausführungen beschränken sich daher ausschließlich auf welleninduzierte Strömungen.

2.2.5.1 Sohlnahe Rückströmung (*Undertow*)

Welleninduzierte Strömungen beinhalten u.a. eine durch den Brandungsstau und den Massentransport der brechenden Wellen verursachte, landwärts gerichtete Strömung an der Wasseroberfläche, die bei Sturmflagen zusätzlich durch den Wind verstärkt wird. Hierdurch entsteht ein seewärts gerichtetes Gefälle, infolge dessen sich zum Ausgleich eine seewärts gerichtete sohlennahe Rückströmung (*Undertow*) ausbildet. Innerhalb der Brandungszone entsteht somit eine Wasser- und Sedimentzirkulation (Abb. 13).

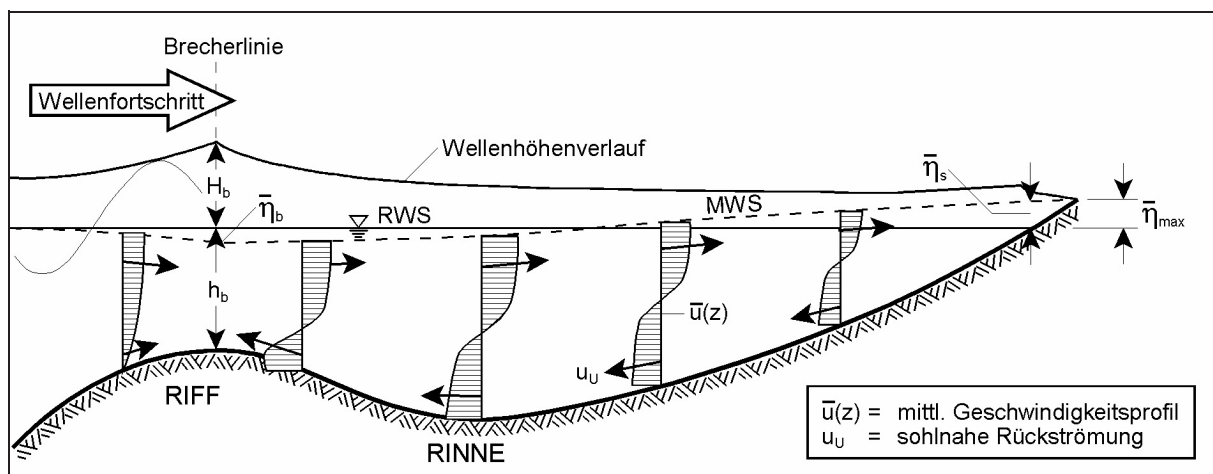


Abb. 13: Sohlnahe Rückströmung und Strömungszirkulation in der Brandungszone

Die theoretische Geschwindigkeit der Rückströmung ergibt sich in einer zweidimensionalen Situation, wie sie in einem Wellenkanal simuliert wird, aus der Bedingung, dass die durch den Brecherschwall und den *Wave Drift* transportierten Wassermassen vollständig seewärts zurück befördert werden. Weitere Einflüsse auf den Massentransport - z.B. durch Wind, *Streaming* oder Brandungsschwingungen - werden in den Berechnungsmodellen meist vernachlässigt (GREENWOOD & OSBORNE, 1990; SMITH et al., 1992).

Auf dieser Grundlage wurden erste Analysen zur Berechnung der sohnahen Rückströmungsgeschwindigkeiten von DYHR-NIELSEN & SØRENSEN (1970) durchgeführt. Weitere Rechenmodelle von DALLY & DEAN (1984), SVENDSEN (1984), STIVE & WIND (1986), DEIGAARD et al. (1991) und SMITH et al. (1992) beruhen auf den gleichen physikalischen Grundbedingungen sowie vereinfachenden Annahmen z.B. für die Form der Geschwindigkeitsverteilung.

lung über die Wassertiefe. Aufgrund unterschiedlicher Randbedingungen unterscheiden sich die Ergebnisse jedoch z.T. erheblich (GREENWOOD & OSBORNE, 1990). Als Richtwert für die praktische Anwendung empfiehlt sich daher eine Rückströmungsgeschwindigkeit von ca. 10 % der Wellenschnelligkeit (CEM, 2002), die in einer Höhe $z \approx 0,2 h$ über der Sohle erreicht wird (VITHANA & IZUMI, 2001). Dies bestätigen auch Messergebnisse kleinmaßstäblicher Wellenkanalversuche von HANSEN & SVENDSEN (1984).

2.2.5.2 Rippströmungen

Unter natürlichen, dreidimensionalen Bedingungen - insbesondere bei annähernd küstennormalem Wellenangriff - treten lokal begrenzte Rippströmungen auf (Abb. 14), die ebenfalls zum Rücktransport der infolge des Massentransportes landwärts transportierten Wassermassen beitragen. Beim Auftreten von Rippströmen ist deshalb die Geschwindigkeit der sohnahen Rückströmung niedriger als in einer zweidimensionalen Situation, wie sie für die o.a. Berechnungsmodelle angenommen wird.

Rippströmungen und die damit verbundene Strömungszirkulation in der Brandungszone werden durch küstenparallele Unterschiede im *Radiation Stress* und des daraus resultierenden Brandungsstaus angetrieben. Ursachen hierfür können u.a. Variationen in der Wellenhöhe und der Topographie oder der Länge von Randwellen entlang der Küstenlinie sein (BOWEN, 1969; BOWEN & INMAN, 1969). Zuverlässige Methoden zur Beurteilung der Mechanismen, die zu Rippströmen führen sowie zur Bestimmung von deren Lage und Geschwindigkeit existieren bislang nicht (CEM, 2002) und auch Ergebnisse aus Naturmessungen wurden bisher kaum veröffentlicht (RAUDKIVI, 1998). Als Faustregel kann der Abstand zwischen den einzelnen Rippströmen bei küstennormalem Wellenangriff jedoch mit dem Vierfachen der Breite I_{BZ} der Brandungszone abgeschätzt werden (HINO, 1974). Die Strömungen können Geschwindigkeiten bis zu mehreren Metern pro Sekunde aufweisen und sich bis zu 1 km seeseitig der Brecherlinie ausdehnen (RAUDKIVI, 1998).

2.2.5.3 Brandungsströmungen

Bei schrägem Wellenangriff stellen sich zusätzlich Brandungsströmungen parallel zur Küste ein (Abb. 14). Sie entstehen, wenn schräg anlaufende Wellen trotz der auf sie wirkenden Refraktion bis zum Brechpunkt noch keine küstennormale Anlaufriechtung erreicht haben, so dass durch das Wellenbrechen eine küstenparallel wirkende Strömungskomponente freigesetzt wird. Für die quantitative Bestimmung der Brandungsströmung steht eine große Anzahl von Berechnungsansätzen und Modellen zur Verfügung, die überwiegend auf der Impulsflussmethode beruhen (z.B. LONGUET-HIGGINS, 1970). KOMAR (1991) zeigt auf der Grundlage der Arbeit von KOMAR & INMAN (1970) sowie weiterer Naturuntersuchungen, dass die Brandungsströmung eine Funktion der Orbitalgeschwindigkeit und des Wellenangriffswinkels am Brechpunkt ist. Eine Abhängigkeit von der Strandneigung, wie sie im *Shore Protection Manual* (CERC, 1984) angegeben wird, kann dagegen nicht nachgewiesen werden (KOMAR, 1998).

2.2.6 Zusammenfassung und Bewertung

Die hydrodynamischen Prozesse, die während einer Sturmflut zu Veränderungen eines Sandstrandes führen und daher in Laboruntersuchungen möglichst naturgetreu simuliert werden müssen, unterscheiden sich in den verschiedenen Bereichen des Querprofils (Abb. 3). Außerhalb der Brandungszone können alle Veränderungen des Wasserstandes und des einlaufenden

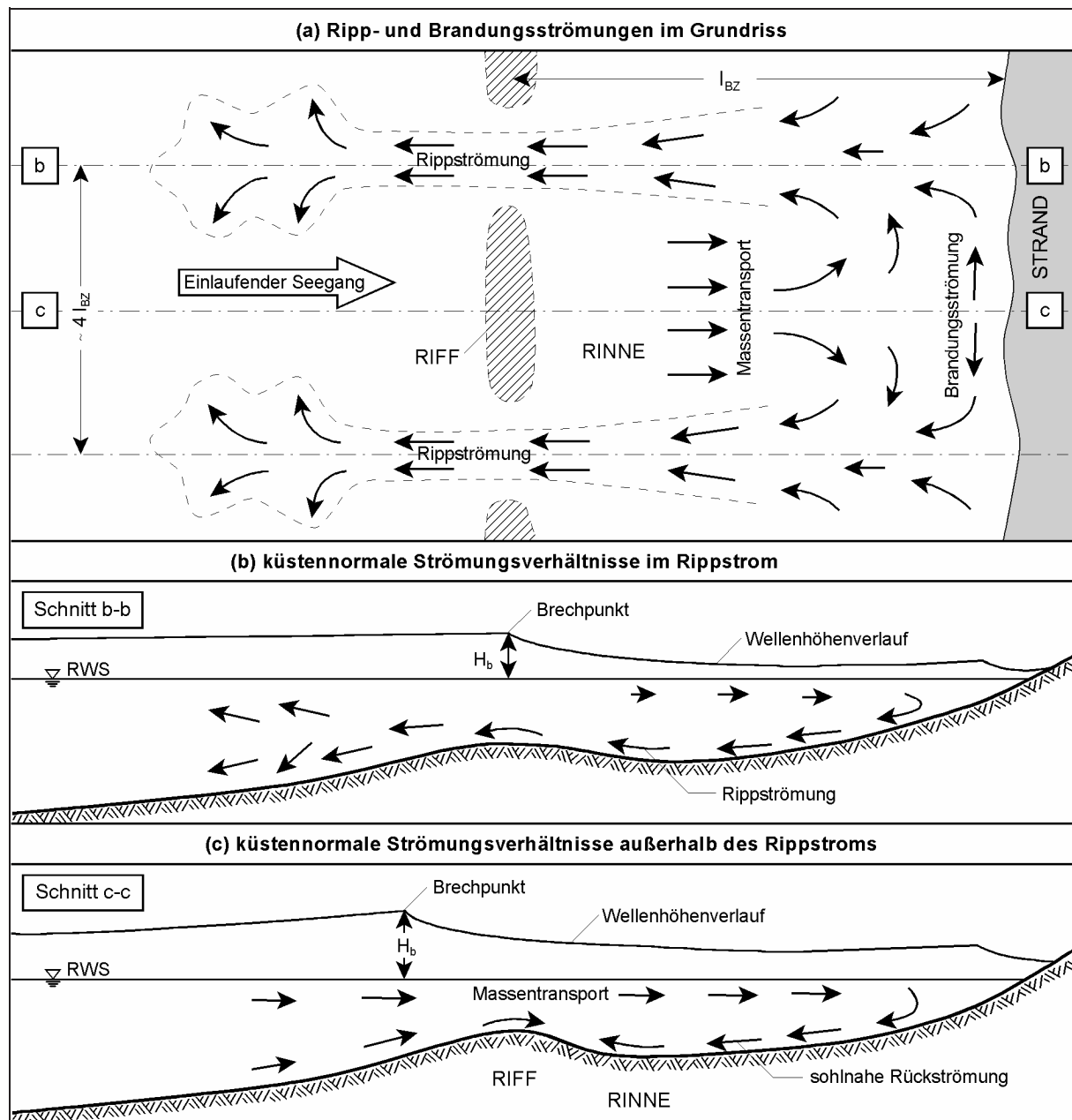


Abb. 14: Entstehung von Ripp- und Brandungsströmungen im küstennahen Bereich

Seegangs auf die Grundberührung der Orbitalbahnen unter den nichtbrechenden Wellen zurückgeführt werden. In der Brandungszone wird die vorhandene Hydrodynamik von Wirbeln und Turbulenzen infolge der Energieabgabe beim fortlaufenden Brechvorgang der einlaufenden Wellen dominiert, die zu einer Erhöhung $\bar{\eta}$ des MWS und einer Abnahme der Wellenhöhe H führt.

Die aus Prozessen resultierenden Kräfte sind entweder seewärts oder landwärts gerichtet, d.h. ihnen kann eine destruktive oder konstruktive Wirkung auf die sandige Sohle des Strandprofils zugeschrieben werden (DEAN, 1991; CEM, 2002).

Destruktiv wirken dabei neben der Schwerkraft vor allen Dingen sohlennahe Rückströmungen, die durch den Massentransport sowohl im Brecherschwall als auch über die gesamte Wassersäule (*Wave Drift*) induziert werden. Durch den Wind, der während einer Sturmflut häufig

stark aufländig weht, werden die Zirkulation der Strömung und damit die Geschwindigkeiten an der Sohle verstärkt. Beim Auftreten von Rippströmen ist deren Wirkung - wenn auch lokal begrenzt - ebenfalls seewärts gerichtet, gleichzeitig werden aber die sohnahen Rückströmungen abgeschwächt.

Eine konstruktive oder strandaufbauende Wirkung haben Sohlschubspannungskräfte infolge der Orbitalbewegung, da im Mittel über eine Wellenperiode die Orbitalgeschwindigkeiten nichtlinearer Wellen unter dem Wellenkamm in Wellenfortschrittrichtung stärker sind als in Gegenrichtung unter dem Wellental. Dieser Einfluss ist in der "Übergangszone" unmittelbar vor dem Wellenbrechen am stärksten ausgeprägt und wird durch die Strömungszirkulation in der sohnahen Grenzschicht (*Streaming*) noch verstärkt.

Wirbel und Turbulenzen infolge des Wellenbrechens in der inneren Brandungszone stellen im eigentlichen Sinne zwar keine physikalische Kraft dar, können jedoch in Abhängigkeit von der Orbitalbewegung und den Sedimenteigenschaften ebenfalls zur Erosion oder Akkumulation des Strandprofils führen (CEM, 2002). Die Parameter, durch die die Transportrichtung vorgegeben wird, und Berechnungsansätze hierzu werden in Abschnitt 2.4.1 diskutiert.

Bei den Berechnungsansätzen muss - neben der Impulsflussmethode von LONGUET-HIGGINS & STEWART (1964) zur Bestimmung des MWS - zwischen z.T. aufwendigen Verfahren für eine möglichst exakte Bestimmung der hydrodynamischen Parameter und praxisorientierten Näherungsformeln unterschieden werden. Die nach dem derzeitigen Kenntnisstand zu empfehlenden Methoden beider Kategorien sind in Tab. 3 zusammengefasst.

Tab. 3: Empfohlene Berechnungsansätze zur Bestimmung hydrodynamischer Parameter über einem Strandprofil

Hydrodynamische Parameter	Empfohlene Berechnungsansätze	
	für genaue Bestimmung	für praxisorientierte Abschätzung
Wellenhöhenverlauf außerhalb der Brandungszone ("Übergangszone")	Lineare Wellentheorie für $H_0/T \leq 0,04$ STOKESSche Theorie für $H_0/T > 0,04$ Cnoidale Wellentheorie ab $h/L_0 < 0,1$	Lineare Wellentheorie
Wellenhöhe am Brechpunkt	KAMPHUIS (1991b; Gl. (5))	BATTJES & STIVE (1985; Gl. (6))
Brecherklassifizierung	YOO (1986; Gl. (2), Abb. 5)	BATTJES (1974; Gl. (1), Abb. 5)
Wellenhöhenverlauf in der Brandungszone	DALLY et al. (1985; Gl. (14))	ANDERSEN & FREDSDØE (1983; Gl. (10) und (13))
Wellenauflaufhöhe	KOMAR (1998; Gl. (17))	KOMAR (1998; Gl. (17))

Die komplexen Ansätze der zweiten Spalte ermöglichen als Bestandteil numerischer Modelle eine genaue Bestimmung der Hydrodynamik. Sie sollten bereits bei der Planung von Laboruntersuchungen zur Abschätzung der zu erwartenden Profilentwicklung eingesetzt werden, um z.B. eine optimale Positionierung der Messgeräte zu gewährleisten. Die in der dritten Spalte angegebenen Näherungsformeln eignen sich vorwiegend zur überschläglichen Abschätzung von lokalen Wasserständen und Wellenhöhen auf der Grundlage von Tiefwasserparametern.

Der Großteil der Berechnungsansätze beruht auf empirisch ermittelten Zusammenhängen aus der Analyse kleinmaßstäblicher Laboruntersuchungen, die z.T. mit befestigter, undurchlässiger Sohle und einer konstanten Profilneigung durchgeführt wurden. Eine Übertragung auf natürliche Bedingungen ist aufgrund der enthaltenen Maßstabs- und Modelleffekte nur bedingt möglich. Dies zeigen auch vergleichende Gegenüberstellungen mit Naturbeobachtungen.

2.3 Morphodynamische Prozesse

Die aus der Wellenbewegung und überlagerten Strömungen resultierenden Schubspannungen über der sandigen Sohle eines Küstenprofils bewirken die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes. Neben der in Abschnitt 2.2 dargestellten Hydrodynamik sind die Eigenschaften der Sedimentpartikel (z.B. Korndurchmesser d , Dichte ρ_s und Sinkgeschwindigkeit w) und des Fluids (Dichte ρ_w und Viskosität ν) entscheidend für die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes. Dabei gilt, dass das Sediment durch die Orbitalbewegung oder die Turbulenzen infolge des Wellenbrechens mobilisiert und durch gleichgerichtete Strömungen in andere Profilbereiche befördert wird.

Beginnend mit der Sedimentmobilisierung werden nachfolgend die morphodynamischen Prozesse unter oszillierender Strömung aufgezeigt. Die aus der Intensität der Mobilisierung resultierenden, unterschiedlichen Formen des Sandtransportes werden qualitativ beschrieben und den in Abb. 3 definierten Zonen des Vorstrandprofils zugeordnet und auf morphologisch bedingte zusätzliche Einflüsse hingewiesen. Abschließend werden grundlegende Ansätze zur Berechnung von Transportraten vorgestellt und bewertet.

2.3.1 Sedimentmobilisierung (Bewegungsbeginn)

Der Beginn der Sedimentbewegung setzt ein, wenn die auf ein Sandkorn wirkenden mobilisierenden seine stabilisierenden Kräfte überschreiten. MADSEN & GRANT (1976) zeigen auf der Grundlage von Laborbeobachtungen über einer ebenen Sohle, dass der von SHIELDS (1936) gefundene Zusammenhang für gleichgerichtete Strömungen auch auf den Bewegungsbeginn unter Welleneinfluss übertragen werden kann. Zur Mobilisierung des Sedimentes muss der SHIELDS-Parameter in seinem Maximum θ_{\max} einen kritischen Wert θ_{krit} überschreiten, der eine Funktion der modifizierten kornbezogenen REYNOLDS-Zahl $Re_{*,m}$ ist (vgl. Abb. 15).

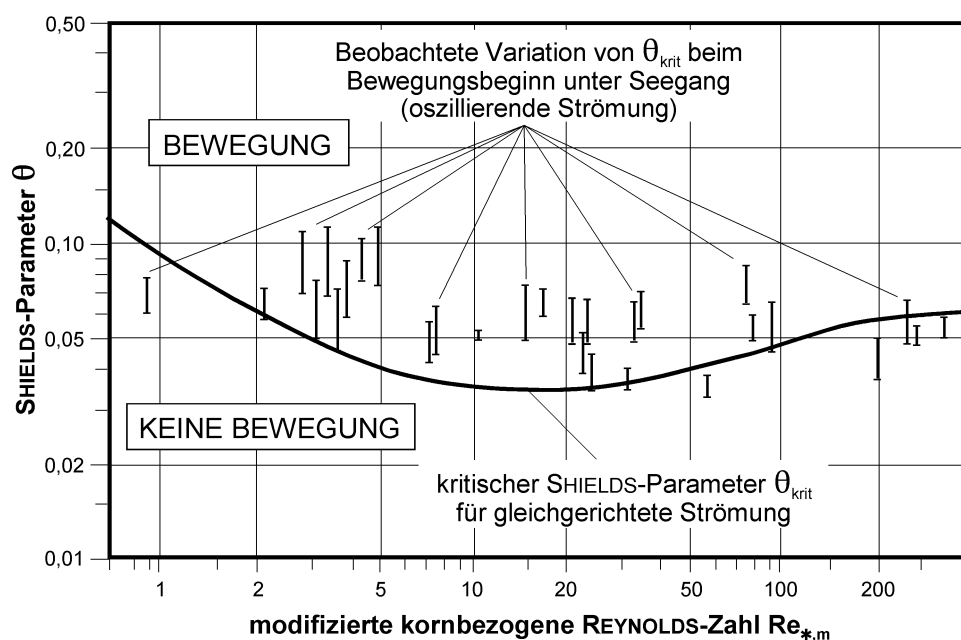


Abb. 15: Experimentelle Beobachtungen des Beginnes der Sedimentbewegung unter Welleneinwirkung (nach MADSEN & GRANT, 1976)

θ_{\max} und $Re_{*,m}$ errechnen sich für die Anwendung in Abb. 15 wie folgt:

$$\theta_{\max} = \frac{u_{*,\max}^2}{(S_s - 1) g d} = \frac{\tau_{0,\max}}{(\rho_s - \rho_w) g d} \quad (22)$$

$$Re_{*,m} = \frac{d}{4 \nu} \sqrt{(S_s - 1) g d} \quad (23)$$

mit S_s = relative Dichte des Sandkornes = ρ_s / ρ_w
 ρ_s, ρ_w = Dichte des Sedimentes bzw. des Wassers
 $u_{*,\max}$ = maximale Sohlschubspannungsgeschwindigkeit = $(\tau_{0,\max} / \rho_w)^{1/2}$
 $\tau_{0,\max}$ = maximale Sohlschubspannung

Die Bestimmung der für den Bewegungsbeginn maßgebenden Sohlschubspannung $\tau_{0,\max}$ ist infolge der Überlagerung gleichgerichteter und oszillierender Strömungen wesentlich komplexer als für stationäre, gleichgerichtete Strömungen. Die maximale welleninduzierte Sohlschubspannung tritt zu dem Zeitpunkt ein, an dem die horizontale Orbitalgeschwindigkeit an der Sohle ihr Maximum $u_{s,\max}$ erreicht und kann nach JONSSON (1966) durch

$$\tau_{0,\max} = 0,5 f_R \rho_w u_{s,\max}^2 \quad (24)$$

beschrieben werden. Dabei ist f_R ein dimensionsloser Reibungsbeiwert in der Größenordnung zwischen 0,01 und 0,07 (KING & SEYMOUR, 1989). Zur Bestimmung von f_R eignen sich Ansätze von JONSSON (1966), SWART (1974), KAMPHUIS (1975b), MYRHAUG (1989), NIELSEN (1992) oder SOULSBY (1997).

Die in Abb. 15 gekennzeichnete Variation des kritischen SHIELDS-Parameters θ_{krit} von etwa 30 % um den Mittelwert ist größtenteils auf die Subjektivität des jeweiligen Beobachters bei der Definition des Bewegungsbeginnes zurückzuführen. Ein systematischer Einfluss der Wellenperiode auf die Mobilisierung ist dagegen nicht ersichtlich (MADSEN & GRANT, 1976).

Für Quarzsand mit mittleren Korndurchmessern d_{50} von 0,2 bis 2 mm und relativen Dichten $S_s \approx 2,65$ ergeben sich bei Wassertemperaturen von 20°C nach Gl. (23) kornbezogene REYNOLDS-Zahlen $Re_{*,m}$ zwischen 3 und 90. Aus Abb. 15 lässt sich damit z.B. ableiten, dass die Sedimentbewegung bei kritischen SHIELDS-Parametern θ_{krit} zwischen 0,03 und 0,05 beginnt.

Weitere Berechnungsansätze für den Bewegungsbeginn von Sandkörnern auf ebener Sohle unter fortschreitenden Wellen, die ebenfalls auf dem SHIELDS-Parameter beruhen, finden sich z.B. bei KOMAR & MILLER (1974), DINGLER (1979) oder SOULSBY & WHITEHOUSE (1997). Die Beschleunigung oder Verzögerung der Sedimentmobilisierung über einer geneigten Sohle kann über einen modifizierten SHIELDS-Parameter berücksichtigt werden, wie ihn z.B. FREDSE & DEIGAARD (1992) oder SOULSBY (1997) vorstellen. Einen ausführlichen Überblick über Ansätze zum Transportbeginn unter oszillierender Strömung geben u.a. SLEATH (1984) und TSUCHIYA (1991).

2.3.2 Sedimenttransportarten

Der Sedimenttransport von nicht-kohäsiven Sedimenten wird üblicherweise in Boden-, Suspensions- und Schichtenfracht (*Sheet Flow*) unterschieden (Abb. 16). Dabei ist die Art des Transportes stark von der Intensität der Mobilisierung abhängig.

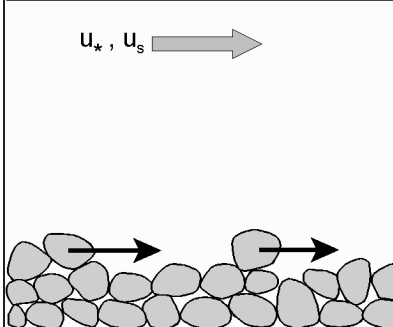
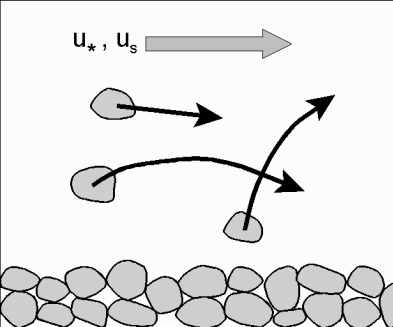
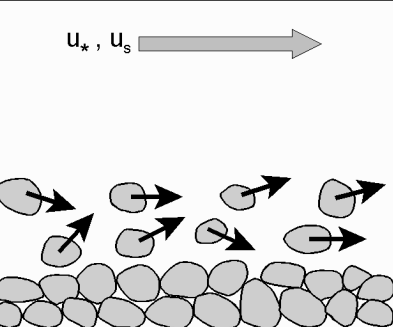
Bodenfracht	Suspensionsfracht	Schichtenfracht
		
glatte Sohle, rollende Kornriffel	Wirbelriffel	glatte Sohle
$\theta_{\max} = \frac{\tau_{0,\max}}{(\rho_s - \rho_w) g d} > \theta_{\text{krit}}$ $\text{und } \Omega = \frac{H}{w T} < 1$	$\Omega = \frac{H}{w T} > 1$	$\theta_{\max} > 2,10 \left(\frac{u_{s,\max}}{w} \right)^{-0,58} \text{ für } \frac{u_{s,\max}}{w} \geq 11,5$ $\theta_{\max} > 269 \left(\frac{u_{s,\max}}{w} \right)^{-2,57} \text{ für } \frac{u_{s,\max}}{w} < 11,5$

Abb. 16: Hauptformen des Sedimenttransportes im küstennahen Bereich (nach FREDSE & DEIGAARD, 1992), zugehörige Sohlformen und Kriterien zur Klassifizierung

2.3.2.1 Klassifizierung der Sedimenttransportarten

Bei geringen Strömungs- und Schubspannungsgeschwindigkeiten an der Sohle erfolgt der Transport als **Bodenfracht** in Richtung der Strömung. Das Sediment hat mehr oder wenig ständig Kontakt zur meist ebenen oder schwach geriffelten Sohle und mobilisiert durch Berührung weitere Partikel. Dadurch bilden sich rollende Kornriffel (BAGNOLD, 1946), die aufgrund ihrer geringen Steilheit kein Abreißen der Strömung verursachen.

Bei einem Anstieg der Schubspannung, aber stärker noch durch Wirbel und Turbulenzen, werden die Partikel gegen ihre Schwerkraft in höhere Schichten der Wassersäule aufgewirbelt und dort als **Suspensionsfracht** transportiert. Der Kontakt zur Sohle geht dabei vollständig verloren. Es bilden sich Wirbelriffel, die im Gegensatz zu den Kornriffeln eine größere Steilheit aufweisen und daher die Hydrodynamik in Sohlhöhe und die resultierende Morphodynamik beeinflussen. Die Wirkung der Riffel auf Mobilisierung sowie Richtung und Menge des Transportes wird in Abschnitt 2.3.2.2 detailliert beschrieben.

Bei einer weiteren Zunahme der Sohlschubspannung geht der Transport in **Schichtenfracht** (*Sheet Flow*) über. Dabei werden die Sandpartikel rollend und springend mit hoher Geschwindigkeit in mehreren Schichten unmittelbar oberhalb der Sohle transportiert, wodurch vorhandene Sohlformen geglättet werden. Die Richtung des Transportes wird durch die Strömung an der Sohle vorgegeben.

Zur Unterscheidung zwischen Boden- und Suspensionsfracht über ebenen Sohlen finden sich im Schrifttum unterschiedliche Kriterien. Der dimensionslose Sinkgeschwindigkeitsparameter

$$\Omega = \frac{H}{w T} \quad (25)$$

nach DEAN (1973) ergibt sich aus dem Verhältnis von Orbitalgeschwindigkeit zu Sinkgeschwindigkeit w . Aus physikalischer Sicht entspricht H/w der Zeit t , die ein Sandkorn, das bis zu einer der Wellenhöhe entsprechenden Höhe aufgewirbelt wird, benötigt, um zur Sohle

zurückzukehren. Ist die benötigte Zeit t größer als die Wellenperiode T und damit zu kurz zum vollständigen Absinken des Sedimentpartikels, verbleibt der Großteil des Sedimentes in Suspension ($\Omega > 1$), anderenfalls dominiert die Bodenfracht ($\Omega < 1$).

Nach XIE (1981) bzw. IRIE & NADAOKA (1984) wird sowohl unter regelmäßigen als auch unregelmäßigen Wellen der Großteil des Sedimentes in Suspension transportiert, wenn

$$\frac{u_{s,max} - u_{s,krit}}{w} > 16,5 \quad (\text{XIE, 1981}) \quad (26)$$

oder in einfacherer Form:

$$\frac{u_{s,max}}{w} > 10 \quad (\text{IRIE \& NADAOKA, 1984}) \quad (27)$$

Gegenüber diesen beiden Kriterien ist der Sinkgeschwindigkeitsparameter Ω nach Gl. (25) zu bevorzugen, da er (i) nicht die Bestimmung der horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten $u_{s,max}$ und $u_{s,krit}$ erfordert und (ii) allgemein auch für weitere Anwendungen herangezogen wird, z.B. zur Bestimmung der Transportrichtung (vgl. Abschnitt 2.4.1) oder als Ähnlichkeitskriterium für die korrekte Nachbildung der Transportart im verkleinerten Modell (Abschnitt 2.5.1.2).

Als Kriterium für das Eintreten von Schichtenfracht wird im Schrifttum häufig auf einen konstanten Wert des SHIELDS-Parameters nach Gl. (22) zurückgegriffen (z.B. NIELSEN, 1992; SOULSBY, 1997). Die zu überschreitenden Werte für θ_{max} variieren dabei zwischen 0,35 und 1,5 (HORIKAWA, 1987; CEM, 2002). Modell- und Naturuntersuchungen von SHIBAYAMA & HORIKAWA (1982) zeigen jedoch, dass zunehmende Sinkgeschwindigkeiten w des Sedimentes höhere Werte für θ_{max} erfordern. Aus den von SHIBAYAMA & HORIKAWA (1982) grafisch dargestellten Ergebnissen leiten TROWBRIDGE & YOUNG (1989) folgendes Kriterium für Schichtenfrachtbedingungen bei oszillierender Strömung ab:

$$\begin{aligned} \theta_{max} &> 2,10 \left(\frac{u_{s,max}}{w} \right)^{-0,58} && \text{für } \frac{u_{s,max}}{w} \geq 11,5 \\ \theta_{max} &> 269 \left(\frac{u_{s,max}}{w} \right)^{-2,57} && \text{für } \frac{u_{s,max}}{w} < 11,5 \end{aligned} \quad (28)$$

Bei Anwendung aller angegebenen Kriterien ist zu beachten, dass diese für die Klassifizierung von Transportarten über ebenen Sohlen entwickelt wurden. Der Einfluss der Vorstrandneigung $\tan \beta$ oder vorhandener Sohlformen ist darin nicht enthalten.

2.3.2.2 Sedimenttransportarten über dem Strandprofil

Die hydrodynamischen Prozesse beim Einlaufen der Wellen in den Flachwasserbereich führen zu unterschiedlichen morphodynamischen Prozessen in den verschiedenen Zonen des Strandprofils (vgl. Abb. 3). Dies betrifft sowohl die Mobilisierung als auch Form und Betrag des Sedimenttransportes. Abb. 17 zeigt die hydrodynamischen und morphologischen Haupteinflüsse über dem Strandprofil sowie die daraus resultierenden vorherrschenden Transportformen, die nachfolgend bereichsweise näher dargestellt werden.

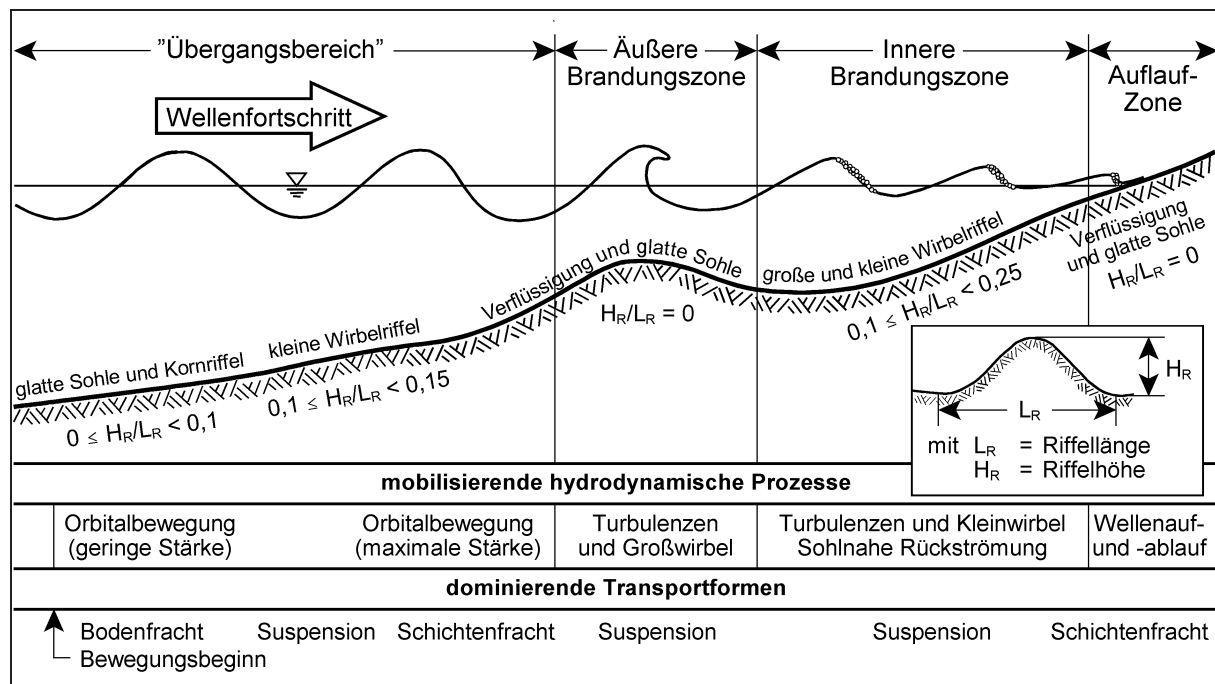


Abb. 17: Dominierende Transportformen über einem Strandprofil sowie hydrodynamische und morphologische Einflussfaktoren (nach OUMERACI, 1993 und PETERS, 2000)

In der "Übergangszone" bewirkt die Grundberührung der Orbitalbahnen der einlaufenden Wellen zwar bereits zu Beginn der Zone eine Schubspannung an der Sohle, diese führt jedoch erst bei Überschreitung eines Grenzwertes zur Mobilisierung (vgl. Abschnitt 2.3.1) und zum Transport des vorhandenen Sedimentes. Aufgrund der zunächst niedrigen Schubspannungsgeschwindigkeiten u_* an der Sohle besteht der Transport in diesem Bereich vollständig aus Bodenfracht. Die Gesamtmenge des transportierten Sedimentes ist relativ gering und hat eine Stärke von einigen Korndurchmessern. Im weiteren Verlauf der "Übergangszone" werden die Sandpartikel mit zunehmender Geschwindigkeit der Orbitalströmung und dem damit verbundenen Anstieg der Schubspannung stärker mobilisiert und in Suspension versetzt.

Beim Übergang von Bodenfracht zu Suspensionsfracht haben auftretende Sohlformen (Riffel) einen entscheidenden Einfluss auf Mobilisierung, Transportrichtung und die in Suspension versetzte Sedimentmenge. Hier wird prinzipiell zwischen zwei Verhaltensformen unterschieden, die vom Verhältnis der Riffellänge L_R zum horizontalen Durchmesser d_0 der Orbitalbewegung der Wellen an der Sohle abhängig sind (SHIBAYAMA & HORIKAWA, 1982). In beiden Fällen transportiert die landwärts gerichtete Orbitalströmung unter dem Wellenberg das Sediment zunächst als Bodenfracht auf dem Luvhang des Riffels über seinen Kamm hinweg, bevor die bodennahe Strömung im Leebereich des Riffels abreißt.

Sind L_R und d_0 etwa gleich groß, bilden sich horizontale Wirbel (SHIBAYAMA & HORIKAWA, 1982), die das weiterhin durch die abnehmende Orbitalgeschwindigkeit zugeführte Sediment aufnehmen (Abb. 18a). Nach der Richtungsänderung der Orbitalbewegung explodieren die Wirbel und der eingeschlossene Sand wird in seewärtige Richtung in Suspension versetzt (Abb. 18b). Unter dem Wellental bildet sich dann ein Wirbel auf der anderen Seite des Riffels (Abb. 18c) und der gesamte Vorgang wiederholt sich in umgekehrter Richtung (Abb. 18d). Dabei bewirkt die unter asymmetrischen Wellen mit steilen Wellenbergen und flachen -tälern stärker landwärts gerichtete Orbitalbewegung über die Dauer einer Wellenperiode eher einen resultierenden Transport entgegen der Wellenfortschrittsrichtung (BIJER, 1992).

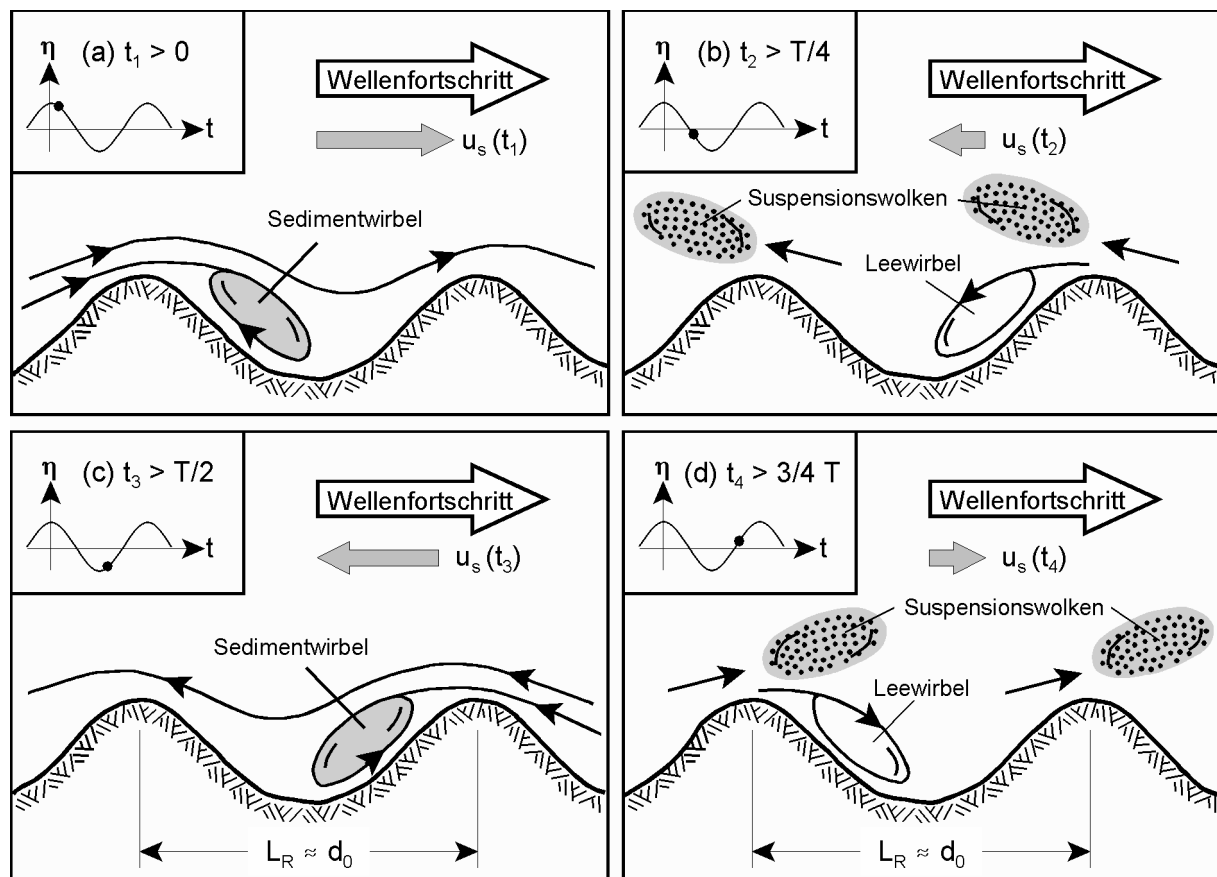


Abb. 18: Erhöhung der Suspensionsfracht über Wirbelriffeln mit $L_R \approx d_0$ (nach BIJKER, 1992)

Wenn L_R deutlich kleiner als d_0 ist ($L_R/d_0 < 1/5$ bis $1/3$), werden die Sedimentpartikel im Lee-bereich des Riffels ebenfalls in Suspension versetzt. Der schwächer ausgeprägte Wirbel ist jedoch nicht in der Lage, die Partikel einzuschließen. Dies führt dazu, dass das suspendierte Sediment in Strömungsrichtung über mehrere Riffel transportiert wird, bevor es sich absetzt (SHIBAYAMA & HORIKAWA, 1982). Die Überlagerung der Orbitalbewegung durch sohlennahe, landwärts gerichtete Strömungen führt insgesamt zu einem Transport in Richtung der Küste.

Die Suspensionsfracht unter nichtbrechenden Wellen außerhalb der Brandungszone erreicht eine Stärke, die der dreifachen Riffelhöhe oder einigen hundert Korndurchmessern entspricht (SHIBAYAMA & WINYU, 1993). Messungen im Schwarzen Meer unter Sturmbedingungen ($H_s = 0,45$ bis $0,80$ m, $T_m = 3,5$ bis 5 s) weisen bei einer Wassertiefe $h \approx 3$ m auf signifikante Suspensionskonzentrationen hin, die bis in eine Höhe von ca. 50 bis 70 cm über der Sohle reichen (KOS'YAN et al., 1982 nach RAUDKIVI & DETTE, 1991).

Kurz vor Erreichen des Brechpunktes treten infolge der maximalen Orbitalgeschwindigkeit an der Sohle erstmals Schichtenfrachtbedingungen auf. Durch die hohe Transportgeschwindigkeit werden evtl. vorhandene Sohlformen geglättet.

In der **äußeren Brandungszone** führt die Verflüssigung der obersten Sandschicht zu einem Rückgang der stabilisierenden Kräfte des Korngerüsts (MADSEN, 1974). Die Mobilisierung des Sedimentes durch die bodennahen Strömungen wird erleichtert und führt zu einer Erhöhung der hier vorherrschenden Suspensionsfracht (HATTORI et al., 1992).

In der gesamten **Brandungszone** wird das Sediment an der Sohle infolge der auftretenden Turbulenzen wesentlich stärker mobilisiert als in der "Übergangszone". Insbesondere unter Sturzbrechern sorgen die hochturbulenten Zustände für eine Aufwirbelung des Sedimentes bis

an die Wasseroberfläche. Für die starke Suspension sind dabei vorrangig die bis zur Sohle durchschlagenden, horizontalen Großwirbel verantwortlich (HORIKAWA, 1987). Die Sediment-eigenschaften spielen eine eher untergeordnete Rolle, da die Turbulenzgeschwindigkeiten bei entsprechenden Seegangsbedingungen wesentlich größer als die Sinkgeschwindigkeiten der Sandkörner sind.

In der **Wellenauflaufzone** führen die Geschwindigkeiten des Auf- und Ablaufschwalls zu einem alternierenden Transport in Schichtenfracht. Dabei bewirkt die höhere Geschwindigkeit des Auflaufschwalls über einem relativ flachen Strand einen Nettotransport in landwärtige Richtung. Infolge dessen erhöht sich die Strandneigung und die Schwerkraft bewirkt eine Zunahme des seewärts gerichteten Transportes bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die zugehörige Neigung ist von der Wellensteilheit, der Wellenenergie und der Sinkgeschwindigkeit des Sedimentes abhängig, wird aber zusätzlich durch die Perkolation des Sandbodens beeinflusst, die wiederum eine Funktion des Korndurchmessers und der Sortierung des Sandes ist (KOMAR, 1998). Die genauen Mechanismen des Transportes in der Wellenauflaufzone und deren Einfluss auf die Strandneigung $\tan \beta$ sind nicht endgültig erforscht. Bei KRIEBEL et al. (1991) findet sich jedoch ein empirischer Ansatz, der die Strandneigung als Funktion des Sinkgeschwindigkeitsparameters Ω nach Gl. (25) ausdrückt:

$$\tan \beta = 0,15 \Omega^{-1/2} = 0,15 \sqrt{\frac{H}{w T}} \quad (29)$$

Dieser Ansatz, der auf Naturbeobachtungen von SUNAMURA (1984) basiert, kann aufgrund der großen Streuung der Messwerte aber lediglich als Näherungslösung angesehen werden.

Über dem **trockenen Strand** (Abb. 3) trägt der an einer Küste häufig stark wehende Wind ebenfalls zur Gesamtbilanz des Sandes und der resultierenden Strandveränderungen bei. Während einer Sturmflut ist der Anteil des Windes, bedingt durch die erschwerte Mobilisierung der durch Spritzwasser und Regen nassen Strandoberfläche, jedoch vergleichsweise gering. Auf eine Beschreibung der grundlegenden physikalischen Prozesse, die zur Mobilisierung und zum Transport des Sedimentes unter Windeinfluss führen, kann daher verzichtet werden.

2.3.3 Berechnung des Sedimenttransportes

Bei der Berechnung von Transportraten unter Welleneinfluss besteht die Schwierigkeit darin, dass sich der betragsmäßig geringe Nettotransport infolge der alternierenden Strömung aus der Differenz zweier vergleichsweise großer Mengen ergibt, die in unterschiedliche Richtungen transportiert werden. Bekannte Transportformeln zur Bestimmung des effektiven Transportes unter Wellenbewegung liefern daher stark voneinander abweichende Resultate, deren Fehler-spanne in 30 % aller Fälle den Faktor 5 überschreitet. Dies weist SOULSBY (1997) durch Vergleiche von Resultaten unterschiedlicher Berechnungsansätze sowie Messdaten aus Labor- und Naturuntersuchungen nach. Um künftig exaktere Aussagen über Transportmengen treffen zu können, sind qualitativ hochwertige Messdaten, die eine große Bandbreite von Einflüssen abdecken, erforderlich (KING & SEYMOUR, 1989). Allgemein gültige Aussagen sind aufgrund lokal unterschiedlicher Eingangsbedingungen (z.B. morphologische, sedimentologische oder biologische Einflüsse) auch zukünftig nicht zu erwarten (EAK, 1993; SOULSBY, 1997).

Für die Berechnung der Transportraten wird üblicherweise zwischen Boden- und Schichtenfracht einerseits sowie Suspensionsfracht andererseits (Abb. 16) unterschieden. Die Gesamtmenge des transportierten Sedimentes wird aus der Summe der einzeln berechneten Beträge

gebildet. Innerhalb der Brandungszone ist eine solche Unterscheidung jedoch nicht erforderlich, da das Sediment in erster Linie durch Wirbel und Turbulenzen in Suspension gebracht wird. Der Anteil der Bodenfracht ist mit weniger als 10 % im Vergleich zur Unsicherheit der berechneten Transportmengen so gering, dass er vernachlässigbar ist (EAK, 1993).

2.3.3.1 Berechnung der Boden- und Schichtenfracht

Für die Bestimmung der Bodenfracht q_B unter einer instationären, alternierenden Strömung haben MADSEN & GRANT (1976) einen einfachen Ansatz entwickelt, der auf der empirischen Formel von BROWN (1950) für gleichgerichtete Strömungen basiert. Unter der Annahme, dass eine vollständige Sedimentbewegung nur bei $\theta > 2\theta_{krit}$ stattfindet, ergibt sich der mittlere Transport \bar{q}_B über eine halbe Wellenperiode zu

$$\bar{q}_B = f_B \theta_{max}^3 w d \quad \text{mit } f_B = 12,5 \quad (30)$$

Die Konstante $f_B = 12,5$ wurde anhand von Messungen aus Laborversuchen mit oszillierender Strömung verifiziert. SHIBAYAMA & HORIKAWA (1982) gehen davon aus, dass die Partikel sich aufgrund ihrer Massenträgheit solange bewegen, bis Strömungsumkehr eintritt und leiten daraus $f_B = 19$ ab. Dieser Wert wird durch Laborexperimente sowohl für Boden- als auch für Schichtenfrachtbedingungen mit höheren Schubspannungsgeschwindigkeiten bestätigt.

Gl. (30) verzichtet auf eine aufwendige Ermittlung von Beiwerten und empfiehlt sich daher für die ingenieurmäßige Anwendung in der "Übergangszone", solange keine Suspensionsfracht auftritt. Auch die Schichtenfracht in der Auflaufzone wird durch Gl. (30) in guter Näherung beschrieben (HORIKAWA, 1987) und ist damit eine Alternative zu numerischen Modellen.

2.3.3.2 Berechnung der Suspensionsfracht

Der in Suspension transportierte Anteil $q_s(x,y)$ des räumlichen Sedimenttransportes über einen Zeitraum von $t = t_1$ bis $t = t_2$ kann allgemein durch das zeitgemittelte Produkt der Verteilungen von Sedimentkonzentration C und Transportgeschwindigkeit u bestimmt werden:

$$q_s(x,y) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \int_0^{h+\eta(x,y,t)} C(x,y,z,t) u(x,y,z,t) dz dt \quad (31)$$

Bei einer geringen zeitlichen Variation der Konzentration C über einer annähernd horizontalen Sohle kann der zweidimensionale Transport \bar{q}_s pro Einheitsquerschnitt über die mittleren Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofile $\bar{C}(z)$ bzw. $\bar{u}(z)$ ausgedrückt werden:

$$\bar{q}_s = \int_0^{h+\bar{\eta}} \bar{C}(z) \bar{u}(z) dz \quad (32)$$

Die Konzentrationsverteilung $\bar{C}(z)$ wird i.d.R. über die zeitgemittelte Diffusionsgleichung

$$w \bar{C} = - \bar{\epsilon}_s \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (33)$$

bestimmt. Ausgehend von einem konstanten Diffusionskoeffizienten $\bar{\epsilon}_s$ über die Höhe z kann das mittlere Konzentrationsprofil $\bar{C}(z)$ durch die Exponentialfunktion

$$\bar{C}(z) = C_0 e^{-a z} \quad (34)$$

mit C_0 = Bezugskonzentration an der Sohle ($z = 0$)

$a = w / \bar{\epsilon}_s$ = Abnahmeparameter der vertikalen Konzentrationsverteilung [1/m]

ausgedrückt werden. Diese Verteilung wird durch Untersuchungen von BLACK & ROSENBERG (1991), RAUDKIVI (1998) und PETERS (2000) sowohl unter brechenden als auch unter nichtbrechenden Wellen bestätigt. Aufgrund der differierenden hydrodynamischen Vorgänge, die innerhalb und außerhalb der Brandungszone zu Suspensionsfracht führen, und der daraus resultierenden Konzentrationsverteilungen $\bar{C}(z)$ über die Wassersäule ergeben sich unterschiedliche Berechnungsansätze für die Bezugskonzentration C_0 und den Abnahmeparameter a .

Außerhalb der Brandungszone wird der Sand unter nichtbrechenden Wellen vorwiegend durch die horizontale Orbitalbewegung an der Sohle mobilisiert. Daher können C_0 und a als Funktionen der horizontalen Orbitalgeschwindigkeit u , der Wellenperiode T und der Sinkgeschwindigkeit w des Sedimentes ausgedrückt werden (RAUDKIVI & DETTE, 1991). Die erhöhende Wirkung von Sohlformen auf die in Suspension versetzte Sandmenge (s. Abb. 18) wird z.T. durch Einbeziehung der Riffelgeometrie berücksichtigt (z.B. NIELSEN, 1992).

Innerhalb der Brandungszone haben die Sedimenteigenschaften eine weitaus geringere Bedeutung. Die aus dem Brechvorgang der Wellen resultierenden Turbulenzgeschwindigkeiten sind hier wesentlich höher als die Sinkgeschwindigkeiten der Sandkörner. Die Bezugskonzentration C_0 und der Abnahmeparameter a stehen daher nur in einem funktionalen Zusammenhang zur Wellenperiode T und zur lokalen Energiedissipation D , die als Indikator der Turbulenzintensität dient (RAUDKIVI & DETTE, 1993).

PETERS (2000) gibt einen detaillierten Überblick und eine Bewertung bekannter Berechnungsansätze zur Bestimmung der Koeffizienten C_0 und a unter brechenden und nichtbrechenden Wellen. Darüber hinaus entwickelt er auf Grundlage einer Dimensionsanalyse und Messdaten der MAST III-SAFE-Experimente sowie weiterer großmaßstäblicher Labor- und Naturuntersuchungen eigene Berechnungsansätze für das gesamte Küstenprofil. Diese beziehen neben hydrodynamischen und sedimentologischen Eingangsparametern auch die Morphologie ein ¹⁾:

$$C_0 = \frac{0,016}{1 - n_p} \frac{\rho_w}{\rho_s - \rho_w} \left(\frac{h}{H_0} \right)^{-1} \left(\frac{H}{H_0} \right)^{1,863} \left(\frac{H_0}{w T} \right)^{-0,137} \quad (35)$$

$$a = 1,486 \frac{1}{h} \left(\frac{h}{H_0} \right)^{2,740} \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-2} \left(\frac{H_0}{w T} \right)^{0,211} \quad (36)$$

mit n_p = Porosität des Sandbettes $\approx 0,4$

Von PETERS (2000) durchgeführte Vergleiche belegen, dass Gl. (35) und (36) die während der MAST III-SAFE-Experimente gemessenen Konzentrationsverteilungen besser beschreiben als die bislang vorliegenden Ansätze. In der "Übergangszone" werden durch den Großteil der überprüften Ansätze (z.B. NIELSEN, 1992; SHIBAYAMA & WINYU, 1993) sowohl die Sohlkon-

¹⁾ Gl. (35) wurde umformuliert, da die Sedimentkonzentration C bzw. C_0 hier im Gegensatz zur Arbeit von PETERS (2000) nicht in $[\text{kg}/\text{m}^3]$, sondern in $[\text{m}^3/\text{m}^3]$ oder $[\%]$ angegeben wird.

zentration C_0 als auch der Abnahmeparameter a bis zum Zehnfachen überschätzt. Lediglich das Verfahren von RAUDKIVI & DETTE (1991) unterschätzt in diesem Bereich die aus den Messungen ermittelten Parameter um ca. 50 %. Innerhalb der Brandungszone liefert der Ansatz von SHIBAYAMA & WINYU (1993) Ergebnisse, die denen von PETERS (2000) vergleichbar sind. Durch die übrigen Verfahren wird die Sedimentkonzentration an der Sohle im Mittel um 150 % über- (z.B. STEETZEL, 1993) oder unterschätzt (z.B. RAUDKIVI & DETTE, 1993).

Gl. (35) und (36) zeichnen sich in der Theorie durch ihre physikalische Begründung aus (PETERS, 2000) und eignen sich für die praxisbezogene Bestimmung der über dem Strandprofil variierenden Konzentrationsverteilung nach Gl. (34), da keine Differenzierung zwischen Bereichen brechender und nichtbrechender Wellen erforderlich ist.

2.3.4 Zusammenfassung und Bewertung

Die morphodynamischen Prozesse beinhalten im wesentlichen die Mobilisierung und den Transport des Sedimentes. Sowohl die Intensität der Mobilisierung als auch Form und Betrag des Transportes sind dabei von der Morphologie, den Sedimenteigenschaften und den hydrodynamischen Prozessen abhängig und unterscheiden sich daher in den einzelnen Zonen des Küstenprofils.

In der "Übergangszone" wird das Sediment durch die Orbitalbewegung der Wellen mobilisiert und vorwiegend in Sohlhöhe transportiert, wobei vorhandene Sohlformen eine Erhöhung der Suspensionskonzentration und des Transportes bewirken. In der Brandungszone wird das vorhandene Sediment durch Wirbel und Turbulenzen infolge des Wellenbrechens mobilisiert und über die Wassersäule aufgewirbelt. Der im Vergleich zur "Übergangszone" höhere Transport erfolgt ausschließlich in Suspension. In der Wellenauflaufzone herrschen aufgrund der hohen Geschwindigkeiten des Auf- und Ablaufschwallts Schichtenfrachtbedingungen.

Exakte mathematische Ansätze zur Bestimmung des Bewegungsbeginnes und der Transportraten sind aufgrund der Komplexität der hydro- und morphodynamischen Prozesse bislang nicht verfügbar. Zur rechnerischen Bestimmung der Boden- und der Schichtenfracht können Konzepte aus der Flusshydraulik auf die Mobilisierung und den Transport übertragen werden. Dagegen wird die insbesondere in der Brandungszone stark dominierende Suspensionsfracht allgemein aus dem Produkt der zeitgemittelten Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen bestimmt. Die Form der Konzentrationsprofile wird unter Verwendung empirisch ermittelter Parameter oder Funktionen beschrieben, wobei meist zwischen Bereichen brechender und nichtbrechender Wellen unterschieden wird. Tab. 4 fasst die nach dem derzeitigen Wissensstand für die Planung und Auswertung von Modellversuchen zur Strandprofilentwicklung empfohlenen Berechnungsansätze zusammen.

Bei der Beurteilung der Transportmengen, die sich aus der Anwendung der vorgestellten Ansätze ergeben, ist zu beachten, dass es sich nicht um exakte Ergebnisse handelt. Die errechneten Transportraten vermitteln lediglich Größenordnungen mit Abweichungen, die im Einzelfall mehr als eine Zehnerpotenz betragen können (SOULSBY, 1997; PETERS, 2000). Dabei resultieren Fehler sowohl aus Unsicherheiten bei der Festlegung der Eingangsparameter als auch aus den Berechnungsansätzen selbst (SOULSBY, 1997).

Typische Unsicherheiten der wichtigsten Eingangsgrößen sind in Tab. 5 zusammengestellt. Diese resultieren aus Ungenauigkeiten der verwendeten Mess- und Analyseverfahren sowie aus der Festlegung charakteristischer Kennwerte, die repräsentativ für einen größeren räumlichen oder zeitlichen Abschnitt stehen. Die einzelnen Unsicherheiten summieren sich im Hinblick auf die Berechnung von Transportraten.

Tab. 4: Empfohlene Berechnungsansätze zur Bestimmung morphodynamischer Parameter bei der Planung und Auswertung von Modellversuchen zur Strandprofilentwicklung

Morphodynamische Prozesse	Empfohlene Berechnungsansätze
Bewegungsbeginn (Sedimentmobilisierung)	MADSEN & GRANT (1976; Gl. (22) und (23), Abb. 15)
Transportform (Klassifizierung)	DEAN (1973; Gl. (25)) für Bodenfracht - Suspension TROWBRIDGE & YOUNG (1989; Gl. (28)) für Schichtenfracht
Boden- und Schichtenfracht	MADSEN & GRANT (1976; Gl. (30)) SHIBAYAMA & HORIKAWA (1982) für Beiwert $f_B = 19$
Suspensionskonzentration	Konzentrationsprofil nach Gl. (34) PETERS (2000, Gl. (35) und (36)) für Beiwerte C_0 und a

Tab. 5: Unsicherheiten in der Größe der Eingangsparameter zur Bestimmung von Sedimenttransportraten über einem Strandprofil (nach SOULSBY, 1997)

Eingangsparameter und Unsicherheit	Eingangsparameter und Unsicherheit
Dichte ρ_w des Wassers: $\pm 0,2 \%$	Strömungsgeschwindigkeiten u : $\pm 10 \%$
Viskosität ν des Wassers: $\pm 10 \%$	Strömungsrichtung Θ_u : $\pm 10 \%$
Dichte ρ_s des Sedimentes: $\pm 2 \%$	Signifikante Wellenhöhe H_s : $\pm 10 \%$
Mittlerer Korndurchmesser d_{50} : $\pm 20 \%$	Wellenperioden T : $\pm 10 \%$
Wassertiefe h : $\pm 5 \%$	Wellenanlaufrichtung Θ : $\pm 15 \%$

Die Unterschiede aus der Anwendung unterschiedlicher Berechnungsansätze betragen $\pm 20 \%$ bei der Ermittlung kritischer Werte für Sohlschubspannungen, Strömungsgeschwindigkeiten und Wellenhöhen, die zur Mobilisierung des Sedimentes erforderlich sind. Errechnete Sedimentkonzentrationen und -transportraten unter Welleneinfluss können sogar bis zum Faktor 5 voneinander abweichen (SOULSBY, 1997).

2.4 Strandprofilentwicklung unter Sturmflutbedingungen

Die Mobilisierung und der Transport des Sedimentes im küstennahen Bereich bewirken morphologische Veränderungen des Strandprofils, die während einer Sturmflut zum Küstenrückgang und im Extremfall zum Durchbruch der Düne führen können. Die Planung von Schutzmaßnahmen (z.B. Sandvorspülungen) zur Vermeidung solcher Schäden erfordert daher plausible Konzepte zur Vorausberechnung der zeitabhängigen Entwicklung des Strandprofils. Aufgrund der in den Abschnitten 2.3.3 und 2.3.4 dargestellten Unsicherheiten bekannter Transportansätze werden zu diesem Zweck bevorzugt numerische Modelle eingesetzt, deren Berechnungsverfahren auf empirischen Beziehungen zwischen der zu ermittelnden Morphodynamik und den lokalen Wellenparametern, dem Wasserstand, der Sedimentologie und der Profilform beruhen.

Nachfolgend werden Modelle zur Ermittlung von Strandprofilveränderungen im Hinblick auf deren spätere Überprüfung vorgestellt. Wesentliche Bestandteile sind dabei Ansätze zur Bestimmung der Transportrichtung und der seeseitigen Begrenzung der effektiven Profilveränderungen sowie die Theorie des Gleichgewichtsprofils und Verfahren zur rechnerischen Ermittlung von Profilveränderungen.

2.4.1 Bestimmung der Transportrichtung

Durch den über längere Zeiträume wirkenden land- oder seewärts gerichteten Transport entwickeln sich saisonal unterschiedliche Strandprofile. Im Winterhalbjahr bei überwiegend großen Wellensteilheiten, insbesondere bei erhöhten Wasserständen während der Stürme, wird der Sand seewärts transportiert. Innerhalb weniger Stunden oder Tage entsteht ein relativ flacher Strand und aus dem erodiertem Material bildet sich ein Riff. Im Sommerhalbjahr haben die Wellen eine geringere Steilheit, was tendenziell zu einem landwärtigen Transport führt. Dadurch bildet sich über einen Zeitraum von Wochen und Monaten ein steilerer Strand mit einer Berme (Abb. 19).

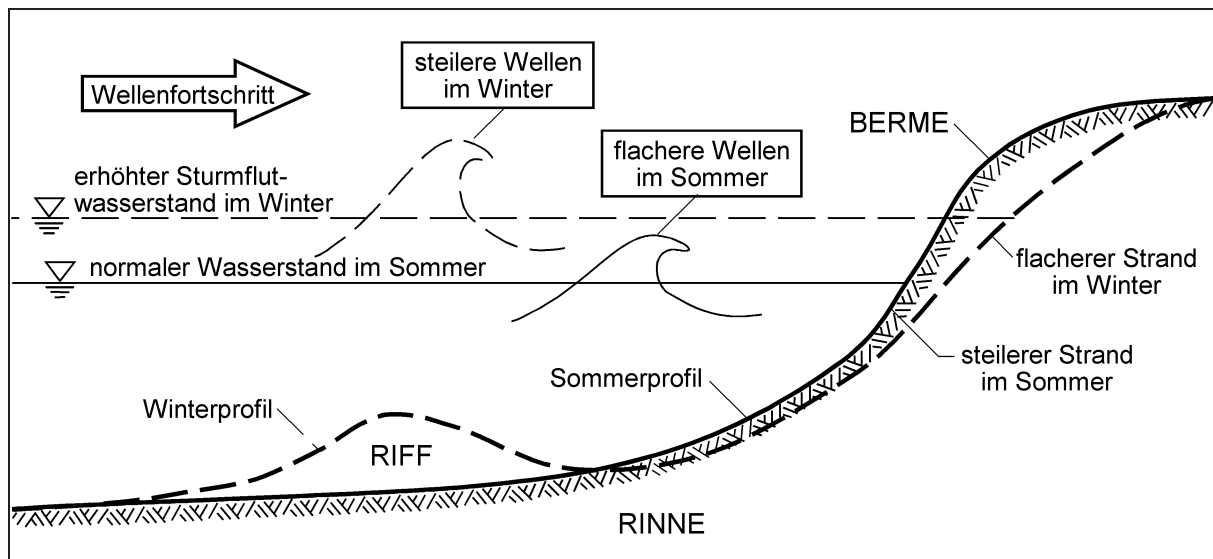


Abb. 19: Idealisierter Sturm- bzw. Winterprofil und normales Strandprofil im Sommer

Die unterschiedlichen Transportrichtungen ergeben sich dadurch, dass das Sediment in der Brandungszone durch die Turbulenzen bis in eine Höhe, die proportional zur Wellenhöhe ist, aufgewirbelt wird. Anschließend sinkt es entlang einer Bahn, deren Form sich aus der Richtung der Orbitalströmung und der Strömungszirkulation (vgl. Abschnitt 2.2.5) ergibt, zurück zur Sohle. Bei dominierender Suspensionsfracht sind für die Richtung des Transportes somit primär die Wellensteilheit und das Verhältnis von Sinkgeschwindigkeit zu Wellenperiode verantwortlich (DEAN, 1973). Ein zusätzlicher Einfluss der Strandneigung $\tan \beta$, wie ihn SUNAMURA & HORIKAWA (1974), SUNAMURA (1980), HATTORI & KAWAMATA (1980), WANG & YANG (1980) oder WANG (1985) vermuten, ist dabei nicht relevant, weil die Strandneigung durch die Wellensteilheit und die Sedimenteigenschaften bestimmt wird (DALRYMPLE & THOMPSON, 1976; SUNAMURA, 1984; KRIEBEL et al., 1991).

Die Kriterien zur Definition von Erosion und Akkumulation sind mit zunehmender Anzahl von bereitstehenden Natur- und Labordaten besser, aber auch komplexer geworden. DEAN (1973) berücksichtigt erstmals alle oben genannten Einflüsse auf der Grundlage des Gleichgewichtes von mobilisierenden und stabilisierenden Kräften. Spätere Überprüfungen zeigen, dass das Kriterium für kleinmaßstäbliche Modellversuche zwar ausreichende Ergebnisse liefert, in großmaßstäblichen Modellen und der Natur Erosion jedoch erst bei den doppelten bis dreifachen Wellensteilheiten einsetzt (KRIEBEL et al., 1986; LARSON, 1988). Deshalb korrigiert LARSON (1988) das Kriterium von DEAN (1973) und entwickelt einen weiteren Berechnungsansatz unter Verwendung der gleichen Eingangsparameter, wobei er die Tiefwasserwellensteilheit und den dimensionslosen Sinkgeschwindigkeitsparameter nach Gl. (25) als die

wesentlichen Einflussfaktoren identifiziert. Demnach setzt bei regelmäßigem Seegang Erosion ein, wenn

$$\frac{H_0}{L_0} < 0,00070 \left(\frac{H_0}{w T} \right)^3 \quad (37)$$

Für die Verifizierung wurden Daten großmaßstäblicher Laborexperimente mit unterschiedlichen Wellenparametern und Sedimenteigenschaften aus den U.S.A. (SAVILLE, 1957; KRAUS & LARSON, 1988) und Japan (KAJIMA et al., 1982) herangezogen.

Die Ähnlichkeit der Parameter auf beiden Seiten von Gl. (37) kann zu Fehleinschätzungen führen, da eine abnehmende Wellensteilheit H_0/L_0 auf den ersten Blick eine stärkere Erosion hervorruft. DALRYMPLE (1992) führt daher den dimensionslosen Profilparameter P - als Verhältnis des DEAN-Parameters Ω nach Gl. (25) zu einer FROUDEschen Zahl Fr^2 - ein:

$$P = \frac{\Omega}{Fr^2} = \frac{H_0/(w T)}{w^2/(g H_0)} = \frac{g H_0^2}{w^3 T} \quad (38)$$

Eine Substitution der Tiefwasserwellenlänge L_0 in Gl. (37) durch die Wellenperiode T nach Linearer Wellentheorie liefert einen Wert $P \approx 9\,000$ zur Unterscheidung zwischen Erosion und Akkumulation. Weitere Analysen von DALRYMPLE (1992) weisen auf einen Parameter P zwischen 9 000 und 10 400 hin, so dass davon auszugehen ist, dass es bei $P > 10\,000$ zu einem landwärts gerichteten Transport kommt.

Für die Einschätzung der Profilentwicklung im großmaßstäblichen Wellenkanal ist Gl. (38) gegenüber Gl. (37) zu bevorzugen, da sie aufgrund der anschaulicheren Form die Interpretation der Ergebnisse erleichtert. Für die Anwendung auf natürliche Seegangsspektren liefert $P \approx 10\,000$ gute Ergebnisse, wenn in Gl. (38) für H_0 die mittlere Tiefwasserwellenhöhe $H_{m,0}$ und für T die mittlere Periode T_m angesetzt werden. Legt man jedoch die signifikante Wellenhöhe $H_{s,0}$ und die Peakperiode T_p zugrunde, so ergeben sich für RAYLEIGH-verteilte Tiefwasserwellenhöhen mit $H_{m,0}/H_{s,0} = 0,626$ und $T_p \approx T_m$ Profilparameter P zwischen 22 900 und 26 500 (KRAUS et al., 1991; KRAUS & MASON, 1993).

2.4.2 Seeseitige Begrenzung des "aktiven" Profils (*Closure Depth*)

Neben der landseitigen Begrenzung des Sedimenttransportes - definiert durch die Wellenaufbauhöhe (Abschnitt 2.2.4) - ist auch die seeseitige Begrenzung der signifikanten Profilveränderung als Randbedingung für numerische Sedimenttransportmodelle von entscheidender Bedeutung. Auch bei der Durchführung von physikalischen Modelluntersuchungen kann ihre Kenntnis z.B. bei den Profilvermessungen zu beträchtlichen Zeiteinsparungen führen. Zur Bestimmung einer solchen Grenze, die nicht dem Bewegungsbeginn des Sedimentes (Abschnitt 2.3.1) entspricht, wird im Schrifttum auf das Konzept der *Closure Depth* zurückgegriffen. Danach wird das Sediment seeseitig einer "Grenztiefe" h_c zwar mobilisiert und in geringer Menge transportiert, dies bewirkt jedoch keine nennenswerten morphologischen Veränderungen der Profilsohle (Abb. 20).

Zur Definition von h_c existieren unterschiedliche Bedingungen. So empfehlen NICHOLLS & BIRKEMEIER (1997) als Kriterium einen vertikalen Abstand Δz der Profilhüllenden von max. 6 cm (Abb. 20). Dagegen definiert HALLERMEIER (1978, 1981) die "Grenztiefe" h_c über einen kritischen SHIELDS-Parameter $\theta_{krit} = 0,03$ nach Gl. (22) und leitet auf Grundlage der

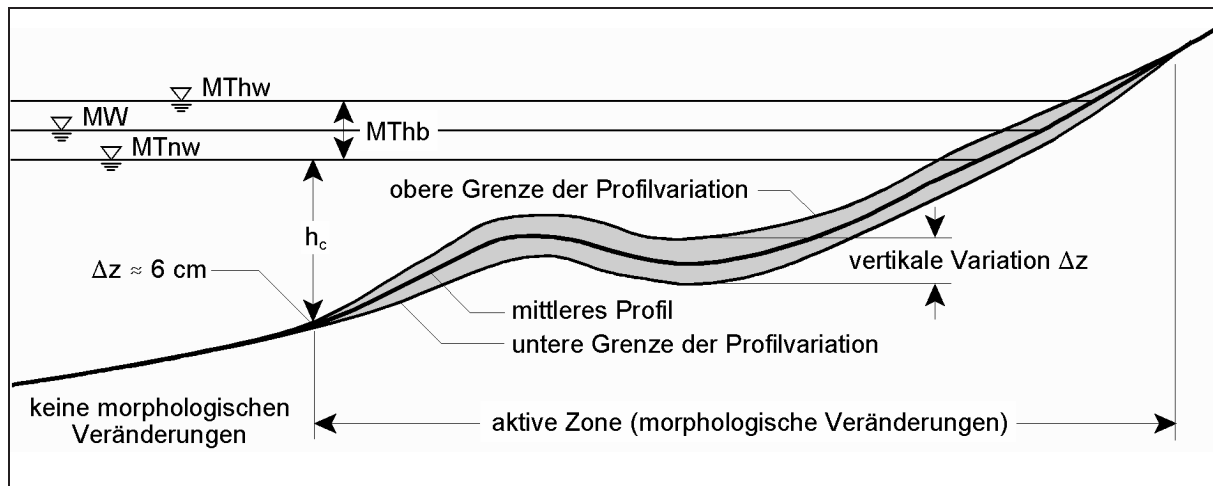


Abb. 20: Definition der "Grenztiefe" h_c (Closure Depth)

Linearen Wellentheorie einen analytischen Ansatz für erodierende Sandstrände (feiner Quarzsand in Salzwasser mit einer relativen Dichte $S_s \approx 2,6$) her, den er anhand von Profildaten kleinmaßstäblicher Modellversuche mit mittleren Korndurchmessern d_{50} zwischen 0,16 und 0,42 mm und Naturuntersuchungen mit d_{50} zwischen 0,12 und 0,3 mm verifiziert:

$$h_c = 2,28 H_{s,e} - 68,5 \left(\frac{H_{s,e}^2}{g T_{s,e}^2} \right) \quad (39)$$

mit $H_{s,e}$, $T_{s,e}$ = signifikante Höhe und Periode der Wellen, deren Höhe über der "Grenztiefe" in 12 Stunden eines Zeitraumes erreicht wird ($H_{s,e} = H_s + 5,6 \sigma_H$)

\bar{H}_s , σ_H = Mittelwert und Standardabweichung der signifikanten Wellenhöhe

BIRKEMEIER (1985) identifiziert anhand von Naturuntersuchungen in einem Küstenabschnitt mit $d_{50} \approx 0,45$ mm über dem Vorstrand und $d_{50} \approx 0,14$ mm im Bereich der erwarteten "Grenztiefe" die Wellenhöhe als Haupteinfluss und gibt eine stark vereinfachte Näherungsformel an:

$$h_c = 1,57 H_{s,e} \quad (40)$$

Bei Anwendung von Gl. (39) und (40) ist zu beachten, dass die "Grenztiefe" h_c mit zunehmender Dauer des Betrachtungszeitraumes größer wird (CAPOBIANCO et al., 1997). Darüber hinaus sind zusätzliche hydrodynamische Einflüsse (z.B. Tide, Strömungen) sowie morphologische und sedimentologische Bedingungen im Untersuchungsgebiet zu beachten, die in den vorgestellten Berechnungsansätzen nicht explizit berücksichtigt werden. BIRKEMEIER (1985) empfiehlt daher eine Überprüfung und ggf. eine Anpassung der Konstanten in Gl. (39) unter Heranziehung lokaler Vermessungsdaten.

2.4.3 Konzept des Gleichgewichtsprofils und Berechnungsansätze

Die Theorie des Gleichgewichtsprofils besagt, dass sich ein Strandprofil bei konstantem Wasserstand und gleichmäßiger Wellenbelastung einem Gleichgewichtszustand annähert, dessen Form durch das vorhandene Sandmaterial vorgegeben ist. Ein derart stabiler Zustand wird sich in der Natur aufgrund von veränderlichen Wasserständen und Wellenparametern allerdings nie in solch ausgeprägter Form einstellen, sondern ist eher als dynamisches Gleichgewicht infolge der in einer gewissen Bandbreite variierenden Einflüsse anzusehen.

Zur Beschreibung der Form eines Gleichgewichtsprofils als Funktion hydraulischer bzw. sedimentologischer Bedingungen existieren unterschiedliche Ansätze, die sich in vier übergeordnete Gruppen unterteilen lassen. Die Profilform kann durch (i) eine Funktion der Tiefwasserwellensteilheit H_0/L_0 , (ii) des DEAN-Parameters Ω nach Gl. (25), (iii) des Verhältnisses aus Orbital- und Sinkgeschwindigkeit oder (iv) der Energiedissipation beschrieben werden.

Die Richtigkeit der Ansätze der drei ersten Gruppen konnten bislang unter natürlichen Bedingungen nicht nachgewiesen werden (VELLINGA, 1986). Ansätze, die auf eine Abhängigkeit der Profilform von der Energiedissipation in der Brandungszone hinweisen, spielen dagegen in numerischen Quertransportmodellen eine wichtige Rolle.

BRUUN (1954) und DEAN (1977) zeigen anhand einer Analyse von natürlichen Strandprofilen, dass die Form eines Gleichgewichtsprofils innerhalb eines stabilen Küstenabschnittes durch

$$h(x) = A x^m \quad (41)$$

mit A = Gleichgewichtsprofilparameter $\approx 0,08$ bis $0,40 \text{ [m}^{1/3}\text{]}$ (DEAN, 1977)

x = Abstand von der Küstenlinie (vgl. Abb. 21)

m = dimensionsloser Formparameter

beschrieben werden kann. Abb. 21 zeigt ein solches Profil mit einigen Erweiterungen, die nachfolgend vorgestellt und diskutiert werden.

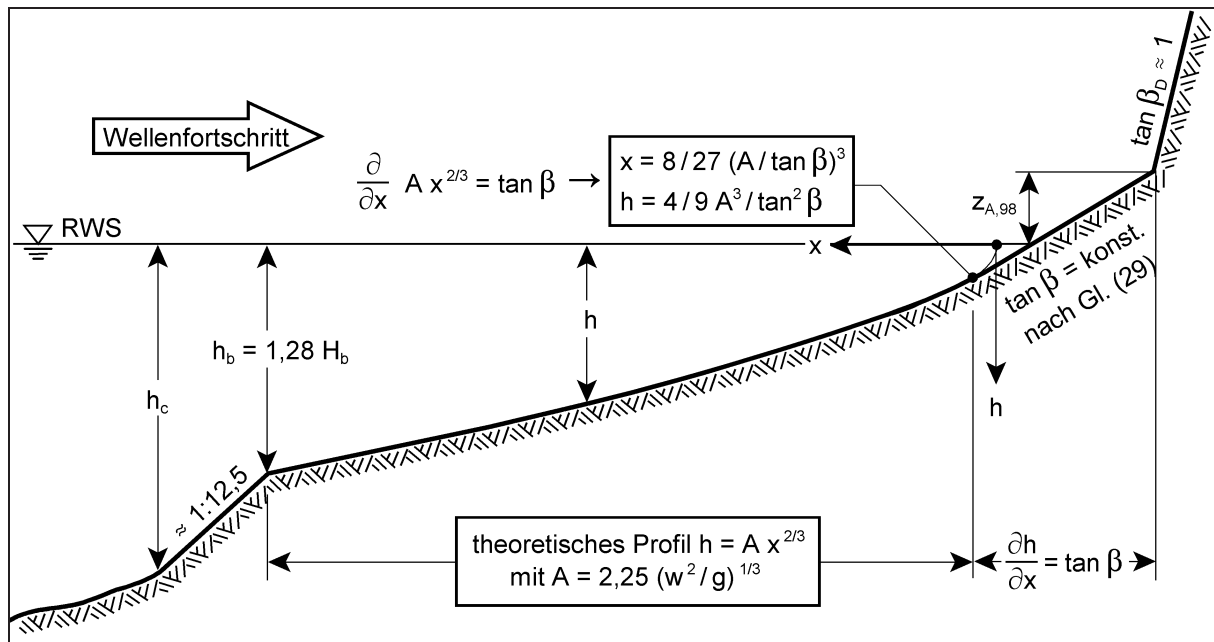


Abb. 21: Gleichgewichtsprofil nach BRUUN (1954) bzw. DEAN (1977) mit Erweiterungen

DEAN (1977) geht davon aus, dass für eine vorgegebene Körngröße d_{50} die Dissipation

$$D = \frac{1}{h} \frac{\partial F_m}{\partial x} \quad (42)$$

der Wellenenergie pro Einheitsvolumen in der Brandungszone eines Gleichgewichtsprofils gleichmäßig erfolgt und erst das Überschreiten eines konstanten Wertes D_{GP} eine Umlagerung der Sandpartikel an der Sohle bewirkt. Unter Voraussetzung (i) der Anwendung der Linearen Wellentheorie (vgl. Anlage A), (ii) einer konstanten relativen Wellenhöhe $H/h = \kappa$ als Folge von Schwallbrechern und (iii) gleicher Sedimenteigenschaften in der gesamten Brandungszone

ergibt sich nach DEAN (1977) $m = 2/3$. Damit errechnet sich die konstante Energiedissipation D_{GP} im Gleichgewichtsprofil nach Gl. (41) und (42) zu (vgl. auch Anlage A):

$$D_{GP} = \frac{5}{24} \rho_w g^{3/2} \kappa^2 A^{3/2} \quad (43)$$

Der Profilparameter A charakterisiert die sich infolge der Energiedissipation D_{GP} einstellende Steilheit des sich im Gleichgewicht befindlichen Vorstrandprofils und ist in erster Linie von den Eigenschaften des Sedimentes abhängig. Zur Bestimmung von A modifizieren KRIEBEL et al. (1991) den Ansatz von BOWEN (1980; vgl. Abb. 22):

$$A = 2,25 \left(\frac{w^2}{g} \right)^{1/3} \quad (44)$$

Gl. (44) wurde - genau wie der empirische Ansatz von DEAN (1987) - auf Grundlage einer von MOORE (1982) durchgeführten Analyse von Naturdaten verifiziert und gilt für Sinkgeschwindigkeiten von 0,01 bis 0,10 m/s, d.h. bei einer Wassertemperatur von 20°C für Quarzsand mit mittleren Korndurchmessern d_{50} von 0,1 bis 0,4 mm. Unter diesen für Sandstrände typischen Bedingungen sind die Ergebnisse beider Verfahren vergleichbar, während der frühere Ansatz von BOWEN (1980) zu hohe Werte für den Profilparameter liefert (Abb. 22). Aufgrund der Dimensionsechtheit ist Gl. (44) der Formel von DEAN (1987) vorzuziehen.

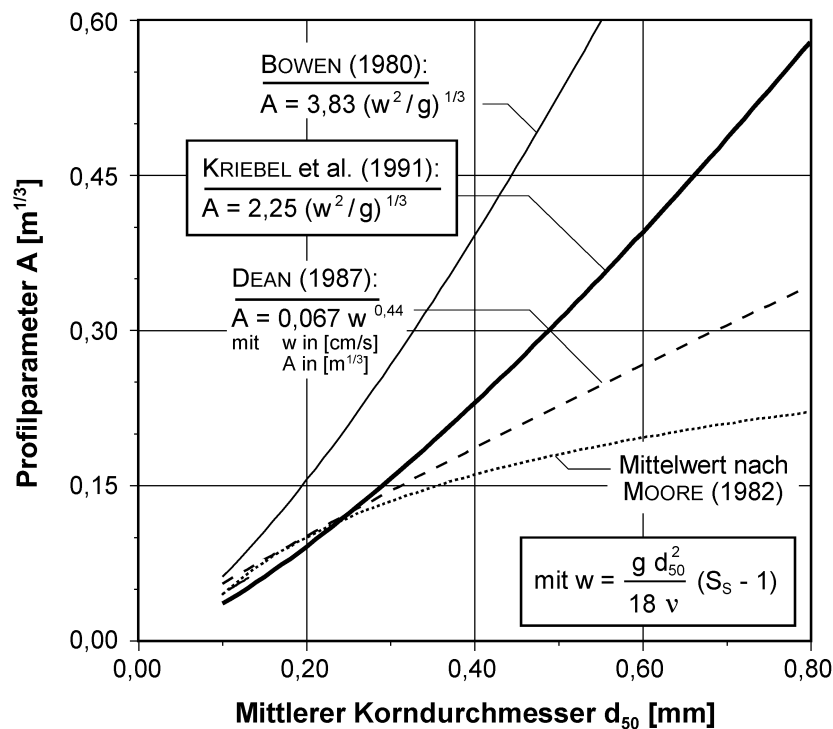


Abb. 22: Gleichgewichtsprofilparameter A als Funktion des mittleren Korndurchmessers d_{50} für eine relative Korndichte $S_s = 2,6$ bei einer Wassertemperatur von 10°C und einem Salzgehalt von 3,5 %

Entgegen der vereinfachenden Vorgabe von DEAN (1977) ist der Korndurchmesser der Sedimente über einem Strandprofil üblicherweise nicht konstant, sondern wird mit zunehmender Wassertiefe feiner. Die Anwendung von Gl. (41) mit $m = 2/3$ resultiert daher in einer zu flachen Neigung im Strandbereich und einer zu steilen Neigung in der äußeren Brandungs-

zone. Dies berücksichtigt LARSON (1991) durch eine in Richtung des Strandes zunehmende Energiedissipation. WORK & DEAN (1991) verfolgen ein ähnliches Modell, indem sie den Gleichgewichtsprofilparameter A mit zunehmender Wassertiefe linear und exponentiell verringern und die lokale Vorstrandneigung $\partial h/\partial x$ durch Differentiation von Gl. (41) ermitteln. Im Gegensatz zu LARSON (1991) stellen sie jedoch keinen signifikanten Einfluss der variablen Sedimenteigenschaften auf die Profilentwicklung fest.

BODGE (1992) zeigt, dass die Wirkung des abnehmenden Parameters A mit zunehmender Entfernung von der Uferlinie auch durch die Exponentialfunktion

$$h(x) = h_0 (1 - \exp(-K_B x)) \quad (45)$$

angenähert werden kann. Dabei ist h_0 eine von den Seegangs- und Sedimenteigenschaften abhängige Wassertiefe, der sich das Gleichgewichtsprofil mit zunehmender Küstenentfernung x nähert. K_B ist eine empirisch auf die Sedimenteigenschaften zu beziehende Konstante zur Charakterisierung der Profilkrümmung. Eine Analyse der Daten von DEAN (1977) belegt für $K_B \approx 3 \times 10^{-4}$ bis $0,012 \text{ m}^{-1}$ eine im Vergleich zu Gl. (41) bessere Übereinstimmung mit natürlichen Strandprofilen, wobei BODGE (1992) allerdings keinen Versuch unternimmt, h_0 und K_B an lokale Seegangs- und Sedimenteigenschaften anzupassen.

Nach KOMAR & MCDUGAL (1994) kann die Neigung $\partial h/\partial x$ des Gleichgewichtsprofils nach Gl. (45) an der Uferlinie bei $x = 0$ der Strandneigung $\tan \beta$ gleichgesetzt werden, so dass die Wassertiefe h_0 durch den Term $(\tan \beta)/K_B$ ersetzt wird. Hierdurch ist eine praxisnähere Handhabung von Gl. (45) mit nur einer Variablen gewährleistet, da die Strandneigung $\tan \beta$ in Höhe des RWS z.B. nach Gl. (29) als Funktion der Sedimenteigenschaften und der Seegangssparameter oder aus Vermessungsdaten ermittelt werden kann. Für die Bestimmung von K_B empfehlen KOMAR & MCDUGAL (1994) die Gegenüberstellung mit Strandprofilvermessungen oder die Heranziehung einer seewärtigen Position mit bekannter Wassertiefe, z.B. der "Grenztiefe" h_c nach Gl. (39).

Die Gleichgewichtsprofiltheorie liefert eine praxisbezogene Grundlage für Anwendungen im Küsteningenieurwesen und kann z.B. zur Planung und Gestaltung von Vorspülkörpern oder zur rechnerischen Abschätzung von küstennormalen Sandumlagerungsmengen während einer Sturmflut herangezogen werden. Naturuntersuchungen belegen, dass Gl. (41) mit $m = 2/3$ zwar nicht die exakte Form wiedergibt, jedoch eine gute Annäherung an den Profilverlauf in der Brandungszone darstellt (z.B. GONZÁLEZ et al., 1997; KIT & PELINOVSKY, 1998; LARSON et al., 1999). Dennoch ist auf einige Erweiterungen und Einschränkungen hinsichtlich der Anwendung und der Übertragbarkeit auf natürliche Bedingungen hinzuweisen.

Ein grundlegendes Problem aller vorgestellten Ansätze ergibt sich aus der Tatsache, dass die Funktionen zur Beschreibung des Gleichgewichtszustandes, von der Küste aus beginnend, seewärts monoton abfallen. Das hat zur Folge, dass diese Formeln Riff-Rinnen-Profile, wie sie z.B. vor Sylt vorkommen, lediglich durch einen Ausgleich des Sandvolumens annähern.

Darüber hinaus ist sowohl der Übergang seeseitig des Gültigkeitsbereiches als auch der landwärtige Anschluss an den Strand - mit Ausnahme der von KOMAR & MCDUGAL (1994) vorgeschlagenen Erweiterungen für das exponentielle Profil nach BODGE (1992) - nicht exakt definiert. Seeseitig des Brechpunktes deuten Modellergebnisse auf eine Neigung von ca. $1 : 12,5$ hin (VELLINGA, 1983), die für eine Verlängerung des Profils von BRUUN (1954) zwischen Brechpunkt h_b und "Grenztiefe" h_c herangezogen werden sollte (s. Abb. 21).

Beim Übergang zum Strand ergibt sich durch Differentiation von Gl. (41) an der Küstenlinie ($x = 0$) eine unrealistische vertikale Neigung $\partial h/\partial x = \infty$. Diese kann durch Erweiterung um

einen Term zur Berücksichtigung der neigungsabhängigen Erhöhung des Transportes infolge der auf das Sediment wirkenden Schwerkraft vermieden werden (z.B. LARSON, 1988; DEAN, 1991). Ebenso kann das Profil landseitig eines Punktes, an dem die Neigung $\partial h/\partial x$ der konstanten Strandneigung $\tan \beta$ entspricht, linear bis zur Wellenaufbauhöhe $z_{A,98}$ verlängert werden (KRIEBEL & DEAN, 1985; vgl. Abb. 21). Zur Ermittlung der Strandneigung empfiehlt sich der empirische Ansatz von KRIEBEL et al. (1991; Gl. (29)). Oberhalb des Wellenaufbaues kann aufgrund von Naturbeobachtungen eine Dünenneigung $\tan \beta_D \approx 1$ (Abb. 21) festgelegt werden (VELLINGA, 1983).

Da die vorgestellten Ansätze z.T. mit Vermessungsdaten unterschiedlicher Lokationen verifiziert wurden, lässt dies den Schluss zu, dass die Form eines Gleichgewichtsprofils stärker von den örtlichen Gegebenheiten (Morphologie, Strömungen etc.) abhängig ist, als dies durch die Sedimenteigenschaften ausgedrückt wird. Dies belegen auch Beobachtungen von PILKEY et al. (1993), wonach natürliche Strände trotz gleicher mittlerer Korndurchmesser d_{50} unterschiedliche Formen bzw. Gleichgewichtsprofilparameter A aufweisen. Es sollte daher im Einzelfall überprüft werden, welcher Ansatz mit welchen Eingangsparametern auf ein Untersuchungsgebiet anzuwenden ist. Allgemein hat sich jedoch aufgrund ihrer einfachen Handhabung (z.B. konstante Energiedissipation) die Profilform von BRUUN (1954) mit $m = 2/3$ und den genannten Erweiterungen durchgesetzt.

2.4.4 Berechnungsansätze zu Profilveränderungen

Strandprofilveränderungen während einer Sturmflut mit kurzzeitig erhöhter hydrodynamischer Belastung sind das Resultat der in Abschnitt 2.3 dargestellten morphodynamischen Prozesse. Für die Berechnung der Sandumlagerungen werden der küstenparallele und der küstennormale Transport i.d.R. getrennt voneinander behandelt. Dabei ist der küstenparallele Sedimenttransport für langfristige Veränderungen der Küstenlinie bis zu 10 m pro Jahr verantwortlich (VELLINGA, 1983). Der küstennormale Transport dominiert eher kurzfristig und führt bereits während einer Sturmflut zu einem Rückgang in der gleichen Größenordnung, bei extremen Ereignissen sogar bis zu 100 m (VELLINGA, 1983). So betrug das mittlere Erosionsvolumen als Folge der Sturmflut von 1953 an der niederländischen Küste etwa $100 \text{ m}^3/\text{m}$, was einem Rückgang der Dünenfront um 10 bis 20 m entspricht (VELLINGA, 1982).

Die **Berechnung der Längstransportrate** erfolgt i.d.R. vereinfacht durch die sog. integrale Methode, wonach die transportierte Sandmenge in einem funktionalen Zusammenhang mit den Sedimenteigenschaften und der Brandungsströmung bzw. der küstenparallelen Komponente des Energieflusses an der Brecherlinie steht. Die bekannteste Methode zur Abschätzung des küstenparallelen Transportes in der Brandungszone entlang einer geraden Küstenlinie ist die empirische CERC-Formel (CERC, 1984), die auf den Arbeiten von SAVAGE (1962), INMAN & BAGNOLD (1963) sowie KOMAR & INMAN (1970) basiert. Weitere Ansätze, die z.T. eine Weiterentwicklung der CERC-Formel sind, finden sich u.a. bei OZASA & BRAMPTON (1980), KAMPHUIS et al. (1986), HANSON (1987) sowie KAMPHUIS (1991c).

Bei der Beurteilung des errechneten Längstransportes hinsichtlich seiner Wirkung auf die Profilentwicklung ist zu bedenken, dass auch hohe küstenparallele Transportraten nicht zwangsläufig zu einem veränderten Sandvolumen in einem Strandprofil führen. Hierfür ist es erforderlich, dass die Transportraten benachbarter Küstenabschnitte, die durch ein solches Querprofil charakterisiert werden, merkliche Differenzen aufweisen. An einer geraden Küstenlinie unterscheiden sich weder Sedimenteigenschaften noch Seegangsbelastung gravierend, so dass nennenswerte Sandverluste des Strandes und der Düne infolge des küstenparallelen Sedimenttransportes auch während eines Sturmereignisses nicht zu erwarten sind.

Zur **Berechnung der Quertransportrate** existiert eine Vielzahl von Berechnungsansätzen und numerischen Modellen, die zeitabhängige Profilveränderungen aus o.a. Gründen aus der Kontinuitätsbedingung bestimmen, d.h. der Sand in küstennormaler Richtung x bleibt erhalten:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} \quad (46)$$

Der küstennormale Sedimenttransport q in der Brandungszone errechnet sich (i) nach Gl. (32) aus dem Produkt von Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilung (STIVE & BATTJES, 1984; DALLY & DEAN, 1984; STEETZEL, 1993), (ii) als Funktion der Schubspannung (SHIBAYAMA & HORIKAWA, 1982) oder (iii) der Energiedissipation (MOORE, 1982; KRIEBEL & DEAN, 1985; LARSON, 1988; ZHENG & DEAN, 1997). Insbesondere die Modelle, die Strand- und Dünenrückgang in Abhängigkeit von der Energiedissipation vorhersagen, haben sich in der Vergangenheit als einfache, anwendungsorientierte Werkzeuge erwiesen, da lediglich ein Minimum an Eingangsdaten und Parametern erforderlich ist. Hierbei bildet häufig die Gleichgewichtsprofiltheorie die Grundlage für die Bestimmung der umgelagerten Sandmengen.

Nach MOORE (1982) sowie KRIEBEL & DEAN (1985) bewegt sich der Brechpunkt der Wellen bei einer Sturmflut infolge des steigenden Wasserstandes in Richtung der Küste. Dabei erhöht sich die Energiedissipation D der Wellen zwischen Brechpunkt und dem Punkt des höchsten Wellenauflaufes. Sie übersteigt den Wert D_{GP} der Energieumwandlung in der Brandungszone des Gleichgewichtsprofils und führt somit zu einer Erosion des Strandes und der Düne. Unter der Annahme, dass der Transport q proportional zu $(D - D_{GP})$ ist, lässt er sich durch

$$q = K_K (D - D_{GP}) \quad (47)$$

ausdrücken, wobei die Transportrichtung durch das Vorzeichen von q bestimmt wird. Die Energiedissipation D wird nach Gl. (42), die konstante Energieumwandlung D_{GP} im Gleichgewichtsprofil nach Gl. (43) mit $\kappa = 0,78$ ermittelt (MOORE, 1982; KRIEBEL & DEAN, 1985).

K_K ist eine empirische, dimensionsbehaftete Konstante zur Kalibrierung des Modells. MOORE (1982) ermittelt aus einer Gegenüberstellung mit der Profilentwicklung eines einzelnen großmaßstäblichen Modellversuches von SAVILLE (1957) einen Wert von $K_K \approx 2,2 \times 10^{-6} \text{ m}^4/\text{N}$. KRIEBEL (1986) führt eine umfangreiche Kalibrierung unter Heranziehung weiterer Labor- und Naturdaten durch und ermittelt daraus eine deutlich höhere mittlere Transportkonstante von $K_K \approx 8,74 \times 10^{-6} \text{ m}^4/\text{N}$. Etwa in dieser Größenordnung liegt auch der durch ZHENG & DEAN (1997) bestimmte Mittelwert von $K_K \approx 6,07 \times 10^{-6} \text{ m}^4/\text{N}$ bei Abweichungen zwischen - 74 % und + 248 %. Für natürliche Strandabschnitte mit dahinter liegenden Dünen an der deutschen Nord- und Ostseeküste empfiehlt sich ein mittlerer Wert von $K_K \approx 1 \times 10^{-5} \text{ m}^4/\text{N}$, an Kliffküsten sollte K_K auf ca. $3 \times 10^{-5} \text{ m}^4/\text{N}$ erhöht werden (NEWE & DETTE, 1995).

ZHENG & DEAN (1997) modifizieren Gl. (47), indem sie die korrekte Nachbildung des Transportes im kleinmaßstäblichen FROUDESchen Modell (vgl. Abschnitt 2.5.1.1; Tab. 7) fordern:

$$q = K_C (D - D_{GP})^3 \quad (48)$$

Eine umfassende Kalibrierung mit Daten aus diversen Labor- und Naturuntersuchungen u.a. aus dem GWK weist auf eine mittlere Transportkonstante von $K_C \approx 7,14 \times 10^{-10} \text{ m}^8 \text{ s}^2/\text{N}^3$ mit einer Schwankungsbreite von - 37 % bis + 44 % hin.

LARSON (1988) berücksichtigt den Einfluss der lokalen Vorstrandneigung $\partial h/\partial x$ auf den Sedimenttransport in der Brandungszone, indem er Gl. (47) um einen Term erweitert:

$$q = K_L (D - D_{GP}) + \varepsilon_L \frac{\partial h}{\partial x} \quad (49)$$

Dabei ist ε_L ein Beiwert zur Berücksichtigung des erhöhten Transportes infolge der lokalen Neigung in der Größenordnung um $\varepsilon_L = 0,0006 \text{ m}^3/\text{ms}$. Der Wert für den Koeffizienten K_L , der nicht direkt mit der Konstanten K_K nach KRIEBEL (1986) verglichen werden kann, liegt für Naturuntersuchungen bei ca. $0,9 \times 10^{-6} \text{ m}^4/\text{N}$, für großmaßstäbliche Modelle zwischen 1×10^{-6} und $2 \times 10^{-6} \text{ m}^4/\text{N}$ (LARSON, 1988). Die Unterschiede zwischen Natur und Modell begründet LARSON (1988) mit Modelleffekten infolge der vereinfachten Nachbildung des Seegangs im Wellenkanal (vgl. Abschnitt 2.5.2). Insbesondere die etwas längeren Wellen und die um charakteristische Kennwerte variierenden Perioden und Höhen der natürlichen Wellen verursachen im Vergleich zum regelmäßigen Seegang im Labor einen geringeren küstennormal gerichteten Sedimenttransport q .

Weitere Abweichungen infolge des gegenüber Gl. (47) veränderten Transportansatzes nach Gl. (49) ergeben sich durch ein leicht modifiziertes Gleichgewichtsprofil sowie die infolge dessen und der Berechnung des Wellenhöhenverlaufes nach DALLY et al. (1985; Gl. (14)) um 25 % geringere Energiedissipation D_{GP} , die für den Beginn von Sedimentumlagerungen erforderlich ist. Zusätzlich wird bei einer rechnerisch negativen Transportrate $q = 0$ gesetzt, anderenfalls wird die Transportrichtung nach Gl. (37) ermittelt, wodurch die Simulation der Riffentstehung ermöglicht wird.

Die vorgestellten empirischen Berechnungsansätze auf Basis der Gleichgewichtsprofiltheorie haben sich in der Praxis als einfach anzuwendende und plausible Methoden zur Abschätzung des Strand- und Dünenrückgangs bei Sturmfluten und der damit verbundenen Planung von Küstenschutzmaßnahmen bewährt. Dabei sind die Resultate der numerischen Modelle, die auf diesen Formulierungen beruhen, vergleichbar (ZHENG & DEAN, 1997). Aufgrund der Implementierung von Gl. (47) und (49) in die Modelle EDUNE (KRIEBEL, 1989) bzw. SBEACH (LARSON, 1988) sowie deren weltweiter Akzeptanz mit umfassender Kalibrierung und Verifizierung sind diese gegenüber Gl. (48) zu bevorzugen. Eine einheitliche Empfehlung für allgemeine Aufgaben kann nicht gegeben werden (SCHOONEES & THERON, 1995). Aufgrund von Vergleichen mit Profilvermessungen kann jedoch davon ausgegangen werden, dass EDUNE die Erosion des trockenen Strandes und der Düne, SBEACH die Entwicklung in der Brandungszone mit einer möglichen Riffbildung realistischer simuliert (SCHOONEES & THERON, 1995; NEWE, 2003). Einschränkungen hinsichtlich der verwendeten Gleichgewichtsprofiltheorie sind dabei zu beachten (Abschnitt 2.4.3). Gegenüberstellungen und Bewertungen weiterer empirischer und prozessorientierter Quertransportmodelle finden sich bei HEDEGAARD et al. (1992), ROELVINK & HEDEGAARD (1993), WU (1994) und SCHOONEES & THERON (1995).

2.4.5 Zusammenfassung und Bewertung

Die hydro- und morphodynamischen Prozesse, die zu morphologischen Veränderungen von Strandprofilen führen, sind zwar weitgehend bekannt, theoretische Formulierungen zu deren Quantifizierung jedoch mit zahlreichen Unsicherheiten behaftet. Daher wird zur Vorhersage von zeitabhängigen Umlagerungsmengen und der daraus resultierenden Profilform bevorzugt auf empirische Methoden zurückgegriffen, die i.d.R. auf der Auswertung von Vermessungsdaten beruhen. Die nach dem derzeitigen Kenntnisstand empfehlenswerten Berechnungsansätze sind in Tab. 6 aufgeführt und werden nachfolgend erläutert.

Tab. 6: Empfohlene Berechnungsansätze zur Bestimmung der Strandprofilentwicklung unter Sturmflutbedingungen

Eigenschaften des Strandprofils	Empfohlene Berechnungsansätze
Transportrichtung bzw. Klassifizierung Sturm-/Normalprofil	DALRYMPLE (1992; Gl. (38)) und KRAUS et al. (1991) mit $P \approx 10\,000$ für Anwendung mit H_m und T_m und $P \approx 25\,000$ für Anwendung mit H_s und T_p
Landseitige Begrenzung der Profiländerung (entspricht der Wellenauflaufhöhe)	KOMAR (1998; Gl. (17)) vgl. auch Tab. 3
Seeseitige Begrenzung der Profiländerung	HALLERMEIER (1978, 1981; Gl. (39))
Form des Gleichgewichtsprofils	BRUUN (1954; Gl.(41)) mit $m = 2/3$ KRIEBEL et al. (1991; Gl. (44)) für Profilparameter A
Quertransportrate	KRIEBEL & DEAN (1985; Gl. (47)) LARSON (1988; Gl. (49))

Die wichtigsten Randbedingungen für die Berechnung der Strandprofilveränderung sind die Transportrichtung sowie die land- und seeseitige Begrenzung des aus morphologischer Sicht aktiven Profilvereiches. Die über einen längeren Zeitraum dominierende Transportrichtung führt dabei zur Ausbildung saisonal unterschiedlicher Profilformen.

Der Bereich des Strandprofils, in dem signifikante Veränderungen der Sohle stattfinden, wird landseitig durch die Wellenauflaufhöhe begrenzt. Die seeseitige "Grenztiefe" ist vom lokalen Seegang und der Dauer des Betrachtungszeitraumes abhängig. Da auch die Sedimenteigenschaften eine Wirkung auf die "Grenztiefe" haben, sind die Berechnungsansätze vor ihrer Anwendung unter Heranziehung lokaler Daten aus dem Untersuchungsgebiet zu überprüfen.

Zwischen land- und seeseitiger Grenze des "aktiven" Profils stellt sich bei gleichbleibender Wasserstands- und Seegangsbelastung theoretisch ein stabiler Zustand ein, der durch die Gleichgewichtsprofiltheorie mit den angegebenen Erweiterungen beschrieben wird. Aufgrund variabler Einflüsse in der Natur werden derartig stabile Profilformen nicht erreicht, es handelt sich daher eher um ein dynamisches Gleichgewicht. Dennoch liefert das Konzept des Gleichgewichtsprofils eine plausible Grundlage für praxisbezogene Anwendungen im Küsteningenieurwesen, z.B. bei der Planung von Sandvorspülungen oder der Abschätzung von Strand- und Dünenrückgängen infolge einer Sturmflut. Auf Einschränkungen hinsichtlich der Anwendung und Übertragbarkeit auf natürliche Bedingungen wurde in Abschnitt 2.4.3 hingewiesen.

Für die Berechnung von Profilveränderungen wird üblicherweise zwischen Längs- und Quertransport unterschieden, wobei der küstenparallele Transport während einer Sturmflut für die Profilentwicklung von untergeordneter Bedeutung ist. Zur Abschätzung küstennormal umgelagerter Sandmengen existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Berechnungsansätze und numerischer Modelle, die zum großen Teil für Forschungszwecke entwickelt wurden und für die praxisbezogene Anwendung häufig zu komplex sind. Als einfache, aber dennoch plausible Methoden zur Abschätzung sturmflutbedingter Strand- und Dünenrückgänge haben sich Modelle erwiesen, die auf dem Gleichgewichtsprofilkonzept von BRUUN (1954) beruhen.

2.5 Nachbildung des Sedimenttransportes im Labor

Trotz großer Fortschritte im Bereich mathematisch-numerischer Modelle kann im Küsteningenieurwesen auf den Einsatz physikalischer Modelle nicht gänzlich verzichtet werden. Analytische Ansätze sind bislang nicht in der Lage, nichtlineare hydrodynamische Prozesse

(Wellenbrechen, turbulente Strömungen) und deren komplexe Wechselwirkungen mit Bauwerken und Sedimenten umfassend zu beschreiben. Im Gegensatz dazu werden im physikalischen Modell unzureichend bekannte Einflüsse kaum vernachlässigt, da die maßgeblichen Prozesse in Modell und Natur nahezu analog sind. Die Verkleinerung eines physikalischen Modells sowie dessen Randbedingungen verursachen jeweils Maßstabs- und Modelleffekte, auf deren Bedeutung sowie Möglichkeiten zur Minimierung nachfolgend hingewiesen wird.

2.5.1 Maßstabseffekte

Grundvoraussetzung für die korrekte Wiedergabe natürlicher Vorgänge in einem hydraulischen Modell ist die Einhaltung der mechanischen Ähnlichkeit, die neben der geometrischen auch die kinematische und die dynamische Ähnlichkeit beinhaltet. Eine volle dynamische Ähnlichkeit, d.h. ein konstantes Verhältnis aller Kräfte in Modell und Natur, ist im verkleinerten Modell bestenfalls in einer Zentrifuge möglich. Daher ist es erforderlich, die neben der Trägheitskraft für die zu untersuchenden Prozesse maßgebende Kraft festzulegen. Maßstabseffekte ergeben sich zwangsläufig aus der fehlerhaften Nachbildung der übrigen Kräfte.

Für die folgenden Betrachtungen wird unterschieden zwischen Maßstabseffekten auf die Hydrodynamik, die sich auch in Modellen mit befestigter Sohle auswirken, und Maßstabseffekten auf die Morphodynamik, die zusätzlich die simulierten Prozesse in maßstäblichen Modellen mit beweglicher Sohle beeinflussen.

2.5.1.1 Maßstabseffekte bei der Nachbildung hydrodynamischer Prozesse

Für Problemstellungen im Küsteningenieurwesen ist der Seegang die entscheidende Einflussgröße. Eine angenäherte dynamische Ähnlichkeit des Modells kann daher nur durch die korrekte Nachbildung der Schwerkraft erzielt werden. Maßstäbliche hydraulische Modelle werden deshalb meist als FROUDESche Modelle mit einem konstanten Verhältnis von Trägheits- zu Schwerkraft betrieben. Bei gleicher Viskosität des verwendeten Fluids (i.d.R. Wasser) kommt es aufgrund der fehlerhaften Skalierung der Reibungskraft und unter bestimmten Bedingungen auch der Oberflächenspannung σ_0 (DALRYMPLE, 1985) zu Maßstabseffekten, die durch die Modellgesetze von REYNOLDS und WEBER nachweisbar sind (Tab. 7).

Tab. 7: Relevante Kräfte sowie deren Modellzahl und Relation zur Trägheitskraft im verkleinerten FROUDESchen Modell (nach FÜHRBÖTER, 1986)

Kraft	Modellgesetz	Modellzahl	Relation zur Trägheitskraft		
			1 : 1	1 : 10	1 : 100
Schwerkraft	FROUDE	$Fr = v / \sqrt{g h}$	1	1	1
Reibungskraft	REYNOLDS	$Re = v l / \nu$	1	31,6	1 000
Oberflächenspannung	WEBER	$We = \rho_w v^2 l / \sigma_0$	1	100	10 000

Maßstabseffekte infolge des erhöhten Reibungseinflusses und dadurch zu niedriger Strömungsgeschwindigkeiten können größtenteils vermieden werden, wenn der festgelegte Maßstab wenigstens die korrekte Nachbildung der Strömungsart gewährleistet. Dennoch werden Wellen und Strömungen durch zu große viskose und äußere Reibungen in ihrer Wirkung ab-

geschwächt, wodurch sich z.B. eine Reduzierung und eine veränderte Lage der Rippströme (HUGHES, 1994) sowie zu geringe Reflexionen und Wellenaufbauhöhen (SOLLITT & DEBOK, 1976) ergeben. Untersuchungen im Maßstab 1 : 10 (FÜHRBÖTER, 1986; SCHULZ, 1992) zeigen, dass Wellenaufbaugeschwindigkeit und -höhe auf befestigten Böschungen bis zu 25 % niedriger sind als im Prototyp. Ein Einfluss auf mögliche Überlaufmengen ist nur vorhanden, wenn diese sehr klein sind (SCHÜTTRUMPF, 2000). Dies ist lediglich der Fall bei Freibordhöhen (zwischen RWS und Deichkrone), die in etwa der Wellenaufbauhöhe entsprechen. Allgemein gültige Aussagen zu Maßstabeffekten beim Wellenaufbau können jedoch selbst für undurchlässige Böschungen kaum getroffen werden (OUMERACI, 1999).

Maßstabeffekte durch Überschätzung der Oberflächenspannung können bei Wellenperioden $T > 0,35$ s und Wassertiefen $h > 2$ cm zwar weitgehend ausgeschlossen werden (LE MÉHAUTÉ, 1976), beim Brechen von Wellen mit geringer Höhe sind jedoch Abweichungen zur Natur festzustellen. Die Oberflächenspannung beeinflusst Höhe und Typ des Brechers (MILLER, 1972). Die in die Wassersäule eingetragenen Luftblasen sind im Verhältnis zu groß und reichen bis in größere Wassertiefen als in der Natur (HUGHES, 1994), wodurch die Energiedissipation in der äußeren Brandungszone erhöht wird (FÜHRBÖTER, 1970). Bei Wellenhöhen von 0,10 bis 1,50 m zeigt sich jedoch kein signifikanter Einfluss auf die Wellenhöhe, den Wasserspiegelanstieg und die Strömungsgeschwindigkeiten in der Brandungszone (STIVE, 1985). Die infolge der insgesamt geringeren Luftaufnahme beim Wellenbrechen im Modell erhöhten Aufbaugeschwindigkeiten über einer glatten Böschung (SCHULZ, 1992) sind bei WEBER-Zahlen $We > 10$ ebenfalls vernachlässigbar (SCHÜTTRUMPF, 2000).

2.5.1.2 Maßstabeffekte bei der Nachbildung morphodynamischer Prozesse

Zur Skalierung kleinmaßstäblicher Modelle mit beweglicher Sohle existiert eine Vielzahl von Ähnlichkeitskriterien, deren Nichtberücksichtigung weitere Maßstabeffekte hervorruft. Die vollständige Beschreibung aller Effekte würde jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Die im Küsteningenieurwesen gebräuchlichsten Kriterien sind in Tab. 8 zusammengefasst. Für weiterreichende Empfehlungen wird auf die Arbeit von HUGHES (1994) verwiesen.

Tab. 8: Relevante Prozesse und Eigenschaften sowie Ähnlichkeitskriterien zu deren Skalierung in maßstäblichen hydraulischen Modellen mit beweglicher Sohle

Prozess bzw. Eigenschaft	Ähnlichkeitskriterium	Modellzahl
Transportbeginn und Transportart	SHIELDS-Parameter	$\theta = u_* / \left((S_s - 1) g d \right)$
Strömungsart an der Grenzschicht	Kornbezogene REYNOLDS-Zahl	$Re_* = u_* d / \nu$
Auftrieb des Sedimentes	relative Dichte	$S_s = \rho_s / \rho_w$
Topographie der Sohle	relative Riffellänge	L_R / d
Transportart und Anteil der Suspension	DEAN-Parameter	$\Omega = H / (w T)$

Maßstabeffekte infolge einer Verletzung des SHIELDS-Parameters entstehen zwangsläufig bei Verwendung von natürlichem Sand und Wasser im Modell. Der SHIELDS-Parameter beschreibt die Sedimentmobilisierung über das Verhältnis der auf ein Sandkorn wirkenden

Trägheits- und Schwerkkräfte. Er wird daher auch als densimetrische FROUDE-Zahl bezeichnet, die die Forderung nach geometrischer Ähnlichkeit des verwendeten Sedimentes enthält. Da eine maßstäbliche Verkleinerung des Sedimentes aber in den meisten Fällen nicht möglich ist, ohne dass es kohäsive Eigenschaften aufweist ($d_{50} < 0,08$ mm), setzt die Sedimentbewegung im Modell zu spät ein und verläuft zu langsam (KAMPHUIS, 1975a). Speziell in stark verkleinerten Modellen wird der Anteil der Bodenfracht mit zunehmendem Korndurchmesser des Sedimentes stark überschätzt (KAMPHUIS & NAIRN, 1984). Nur innerhalb der Brandungszone sind die Maßstabeffekte von geringerer Bedeutung, da das vorhandene Sediment vorwiegend durch Turbulenzen in Suspension gebracht wird (OUMERACI, 1999).

Maßstabeffekte infolge einer Verletzung der kornbezogenen REYNOLDS-Zahl können meist vernachlässigt werden, solange sich die Strömung an der Grenzschicht im Sohlbereich deutlich im turbulenten Bereich bewegt. In diesem Fall wird das Sediment auch im verkleinerten Modell so stark mobilisiert, dass es wie im Naturmaßstab größtenteils in Suspension versetzt und transportiert wird.

Maßstabeffekte infolge einer Verletzung der relativen Dichte treten ein, wenn der maßstäblich verkleinerte Korndurchmesser $d_{50} < 0,08$ mm wird, so dass sich Sand kohäsiv verhalten würde. Um in einem solchen Fall den Bewegungsbeginn entsprechend des modifizierten SHIELDS-Diagramms (Abb. 15) korrekt nachzubilden, sind Sohlmaterialien mit geringerer Dichte (z.B. Kohlenstaub oder Kunststoffe) erforderlich. Dies führt zu Fehlern bei der Verflüssigung der obersten Sandschicht (MADSEN, 1974), die im kleinen Maßstab aber ohnehin kaum reproduzierbar ist (SAKAI et al., 1992) und einer zu geringen Beschleunigung der Sedimentpartikel (KAMPHUIS, 1975a). Der in Suspension transportierte Anteil wird überschätzt (HUGHES, 1994), der Gesamttransport unterschätzt und die Ablagerungen in der Brandungszone überbewertet. Als Folge dieser Effekte wird das Sediment in Form einer Berme auf dem Strand angehäuft (KAMPHUIS, 1975a). Insgesamt werden die Maßstabeffekte so stark, dass die Simulation natürlicher Strandprofilveränderungen kaum möglich ist (KAMPHUIS, 1975a).

Maßstabeffekte infolge einer Verletzung der relativen Riffellänge zeigen sich im Modell bei der üblichen Verwendung von Sand als Sohlmaterial. Die nicht korrekt wiedergegebenen Sohlformen bewirken zu geringe Sohlreibungen und Sickerströmungen. Dies macht sich in einer zu schwachen landwärtigen Wellendämpfung (KAMPHUIS, 1975a) und übertrieben hohen Transportraten bemerkbar (OUMERACI, 1984).

Maßstabeffekte infolge einer Verletzung des DEAN-Parameters zeigen sich in fehlerhaft modellierten Transportarten (vgl. Abb. 16), speziell im Hinblick auf die in der Brandungszone dominierende Suspensionsfracht. Beim Einsatz von natürlichem Sand und Wasser als Modellmaterialien können darüber hinaus falsche Transportrichtungen entstehen. Das kann z.B. durch Anwendung des Kriteriums von DALRYMPLE (1992, Gl. (38)) auf die Eingangsparameter der groß- und kleinmaßstäblichen Versuche von SAVILLE (1957) belegt werden (Abb. 23). Die im Maßstab 1 : 1 auf den Strand wirkende Erosion wird im FROUDESchen Modell bei Wellensteilheiten H_0/L_0 von 0,007 und 0,035 mit abnehmender Skalierung schwächer und bewirkt im Maßstab 1 : 10 theoretisch eine deutliche Anlandung. In der Praxis wird dies durch die Versuchsergebnisse von SAVILLE (1957) bestätigt, wonach der tendenziell stärker landwärts gerichtete Transport zu einer Akkumulation des Sandes auf dem Modellstrand führt.

Weitere Maßstabeffekte können z.T. nicht eindeutig der Verletzung eines der genannten Modellgesetze (Tab. 8) zugeschrieben werden. Besonders die in Abschnitt 2.4 beschriebenen Theorien zur Entwicklung von Strandprofilen sind dabei als zusätzliche Ähnlichkeitskriterien für die Planung hydraulischer Experimente von erheblicher Bedeutung.

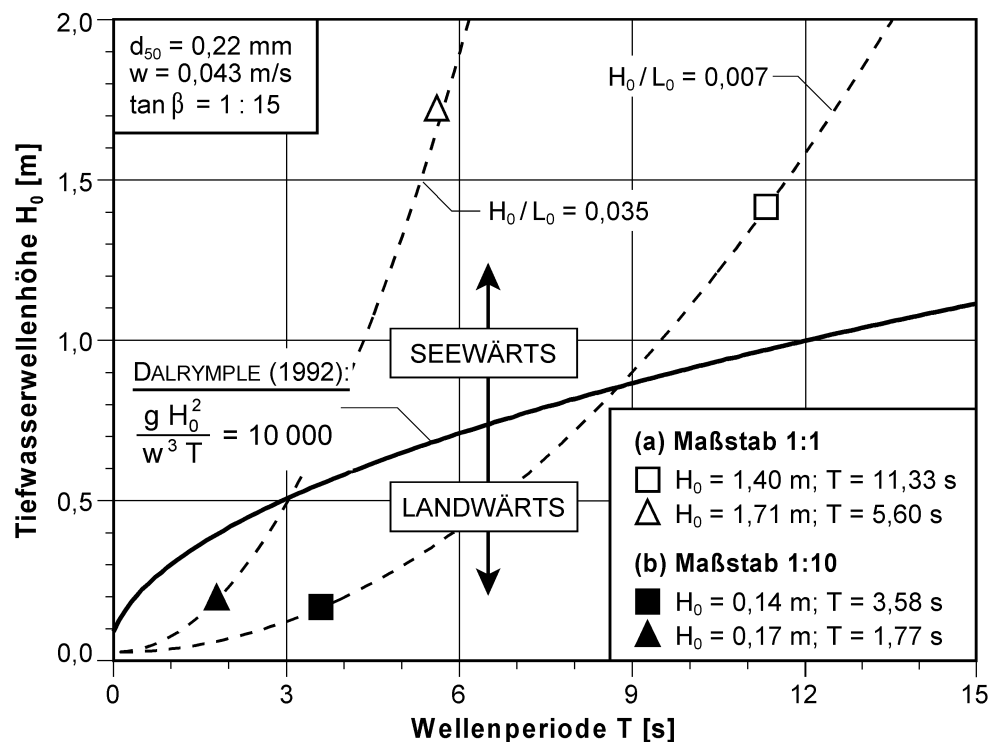


Abb. 23: Maßstabseffekte hinsichtlich der Transportrichtung am Beispiel der klein- und großmaßstäblichen Versuche von SAVILLE (1957)

Die fehlerhafte Nachbildung der seeseitigen "Grenztiefe" des "aktiven" Profils hat einen starken Einfluss auf umgelagerte Sandmengen über dem Strandprofil. Legt man den Ansatz von HALLERMEIER (1978, 1981, Gl. (39)) zugrunde, wird h_c durch das FROUDESche Gesetz zutreffend nachgebildet. Wenn der für die Ausbildung der kritischen Tiefe mitverantwortliche Korndurchmesser d_{50} im Modell in etwa dem des Prototyps entspricht, sind Maßstabseffekte daher gering (KAMPHUIS & NAIRN, 1984).

Durch die Gleichgewichtsprofiltheorie (Abschnitt 2.4.3) lassen sich zu steile Strandprofile im Modell erklären. Um Gleichgewichtsprofile nach BRUUN (1954) mit $m = 2/3$ korrekt zu skalieren, ist z.B. bei einem Maßstab von 1 : 10 eine 2,15-fache, bei einem Maßstab von 1 : 100 sogar eine 4,64-fache Überhöhung (Distorsion) des Modells erforderlich. Das verdeutlicht, dass die Entwicklung von Strandprofilen nur in überhöhten Modellen wenigstens qualitativ simuliert werden kann (SWART, 1974). Für den Grad der Distorsion finden sich im Schrifttum unterschiedliche Herleitungen und Angaben (z.B. VELLINGA, 1986). Entscheidend hierfür ist neben dem Längenmaßstab der Korndurchmesser d_{50} des Sandes (VELLINGA, 1978) und der Betrieb des Modells mit regelmäßigen oder unregelmäßigen Wellen (VAN DE GRAAFF, 1977).

Auch NODA (1972) empfiehlt für 2D-Experimente zur Strandprofilentwicklung eine Überhöhung des physikalischen Modells. Ausgehend von theoretischen Überlegungen auf Grundlage mehrerer Modellgesetze führt er Laborexperimente mit regelmäßigen Wellen und 1 : 4 skalierten Höhen durch. Aus der Gegenüberstellung der sich infolge unterschiedlicher Längenmaßstäbe sowie variabler Wellenparameter und Sedimentmaterialien einstellenden Gleichgewichtszustände entwickelt er Beziehungen, die bei Verwendung von Sand durch

$$n_l = n_h^{1,32} \quad ; \quad n_d = n_h^{0,55} \quad (50)$$

mit n_l , n_h , n_d = Modellmaßstäbe der Längen, Höhen und Korndurchmesser

ausgedrückt werden können (CEM, 2002). Daraus lässt sich z.B. für einen Längenmaßstab von 1 : 10 eine 1,75-fache Überhöhung bzw. eine Skalierung der Höhen mit 1 : 5,7 und ein Maßstab von 1 : 2,6 für die Skalierung der Sedimentgrößen ableiten. Im Hinblick auf die Erhaltung nicht-kohäsiver Sedimenteigenschaften ist daher eine stärkere Verkleinerung von Modellen zur Simulation des Verhaltens eines Strandes mit $d_{50} \approx 0,3$ mm kaum möglich.

Obwohl die Distorsion hydraulischer Modelle es ermöglicht, wenigstens die Form der aus einer Sturmflutbelastung resultierenden Strandprofile im kleinen Maßstab näherungsweise nachzubilden, ist der Einsatz überhöhter Modelle umstritten. Gleichzeitig wird die geometrische Ähnlichkeit des Modells verletzt und die Zeit bzw. die horizontalen Geschwindigkeiten werden inkorrekt nachgebildet (NODA, 1972; KRIEBEL et al., 1986). Infolge dessen ist die Wellenlänge zu gering. Massentransport und Brandungstau können sich nicht naturgemäß ausbilden (NODA, 1972), wodurch das *Shoaling* und Brechverhalten der einlaufenden Wellen stark verändert wird (KRIEBEL et al., 1986).

2.5.2 Modelleffekte

Unter Modelleffekten versteht man unerwünschte Einflüsse, die nicht durch Verletzungen der Ähnlichkeitsgesetze, sondern durch das Modell selbst hervorgerufen werden. Modelleffekte haben ihre Ursache vorwiegend in (i) den unnatürlichen Begrenzungen des Modells, (ii) der Nachbildung der für die Strandprofilentwicklung relevanten Prozesse bzw. daraus entstehenden Nebeneffekten sowie (iii) der Verwendung von Süßwasser im Modell (Abb. 24).

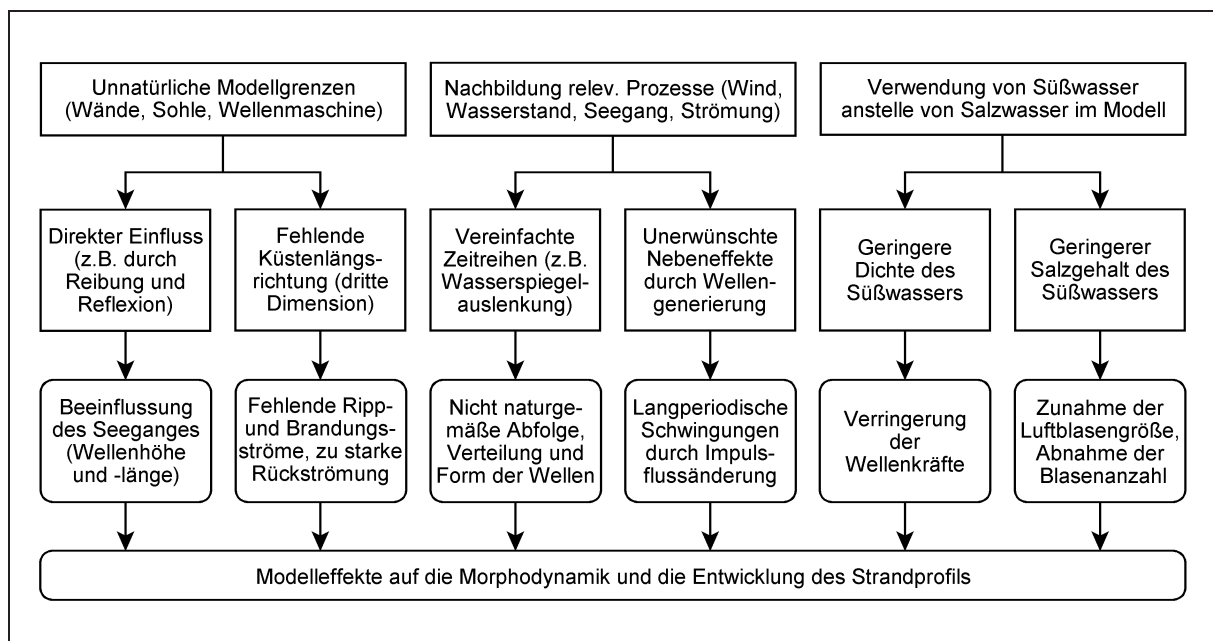


Abb. 24: Hauptursachen von Modelleffekten in 2D-Experimenten mit beweglicher Sohle

Bei den **Modelleffekten infolge der unnatürlichen Modellgrenzen** muss zwischen dem direkten Einfluss der Seitenwände, der Kanalsohle oder der Wellenmaschine sowie der fehlenden Küstenlängsrichtung in einem Wellenkanal unterschieden werden.

An den Modellgrenzen erfordern die Randbedingungen, dass die Orbitalgeschwindigkeit der Wasserpartikel gleich Null wird. Die Wellensteilheiten an den Seitenwänden des Kanals erhöhen sich - zusätzlich verstärkt durch Reibungsverluste - und beeinflussen *Shoaling* und Brechverhalten der Wellen (SVENDSEN & HANSEN, 1976). Bei bestimmten Steilheiten brechen

die Wellen abwechselnd an der linken und rechten Kanalwand (SVENDSEN, 1985). Weiterreichende Untersuchungen zu diesem Phänomen sind bislang nicht bekannt. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass dieser Effekt durch geeignete Verkleidungen an den Wänden reduziert werden kann. Signifikante Veränderungen der Wellenparameter und eine daraus resultierende inkorrekte Ausbildung des Strandprofils sind daher nicht zu erwarten.

Die ebene Betonsohle im Wellenkanal bewirkt eine unnatürliche Veränderung der Seegangsparameter seeseitig des eingebauten Strandprofils und beeinflusst daher die seeseitige Ausdehnung des aus morphodynamischer Sicht "aktiven" Profilbereiches. Damit sich die "Grenztiefe" naturgemäß ausbilden kann und sich das Profil nicht bis auf die Kanalsohle entwickelt, ist eine Wassertiefe h_s über der Sohle erforderlich, die mindestens der fünffachen Wellenhöhe entspricht. Bei leichterem Sohlmaterial sollte sie sogar noch tiefer sein (HALLERMEIER, 1978).

Modelleffekte infolge von Reflexionen der vom Strand zurücklaufenden Schwerewellen an der Wellenmaschine sind im Vergleich zu Bauwerksmodellen von weitaus geringerer Bedeutung, da die Wellenenergie beim Brechvorgang über den flachen Stränden fast vollständig aufgezehrt wird (SVENDSEN, 1985; HORIKAWA, 1987). Lediglich langperiodische Schwingungen infolge plötzlicher Veränderungen des Impulsflusses zu Beginn der Wellengenerierung beeinträchtigen bei längeren Versuchszeiten die Entwicklung des Strandprofils (DALLY, 1991). Dieser Einfluss wird im weiteren Verlauf dieses Abschnittes ausführlicher diskutiert.

Infolge der nicht vorhandenen Küstenlängsrichtung können im Wellenkanal keine küstenparallelen Strömungen simuliert werden. Ein Transport entlang der Küste kann sich daher nicht ausbilden. Die fehlenden Rippströme werden durch erhöhte sohlnahe Rückströmungsgeschwindigkeiten kompensiert. Vergleiche von Natur- und Labormessungen zeigen qualitativ ein naturähnliches Strömungsprofil über dem Riff und in der "Übergangszone". Über der Rinne sind die Geschwindigkeiten im Wellenkanal aber durchgehend höher als in der Natur (SMITH, 1994). Hierdurch wird die Riffbildung in der inneren Brandungszone beeinflusst und der seewärts gerichtete Sedimenttransport von der Rinne zum Riff verstärkt, wodurch eine zu starke Ausprägung des Riff-Rinnen-Bereiches entsteht. Quantitative Aussagen werden von SMITH (1994) aufgrund der nicht vergleichbaren Riffgeometrie nicht getroffen, so dass zukünftig weitere Untersuchungen zur Einschätzung dieses Modelleffektes notwendig sind.

Darüber hinaus bewirkt die fehlende dritte Dimension infolge eines unnatürlich starken Aufeinanderprallens von Wellenauflauf- und ablaufschwall lokale Turbulenzen im Strandbereich. Wie KAMPHUIS (1995) anhand von Untersuchungen in zwei- und dreidimensionalen Modellen mit ansonsten identischen Versuchsparametern zeigt, stellt sich dadurch im Vorstrandbereich ein terrassenförmiges Profil mit annähernd horizontaler Neigung in einer Wassertiefe ein, die der eingesteuerten Wellenhöhe entspricht. Die Form der Brandungs- und Wellenauflaufzone ist deutlich "scharfkantiger" als im dreidimensionalen Modell oder als nach der Gleichgewichtsprofiltheorie zu erwarten wäre. Die Geschwindigkeit des Strandrückgangs wird davon jedoch nicht beeinflusst (VELLINGA, 1986; KAMPHUIS, 1995).

Die **Modelleffekte infolge der Nachbildung relevanter Prozesse** können ebenfalls in zwei Kategorien unterteilt werden (Abb. 24). Die Effekte der ersten Gruppe entstehen durch die vereinfachte oder fehlende Darstellung der Zeitreihen von Wasserstand, Seegang, Strömungen und Wind, die der zweiten Kategorie sind Resultate unerwünschter Nebeneffekte, die insbesondere bei der Erzeugung der Wellen und Strömungen entstehen.

Oft werden für die vereinfachte Nachbildung des natürlichen Seegangs regelmäßige Wellen verwendet. Infolge der gleichbleibenden Wellenhöhe und eines zusätzlich konstanten Wasserstandes stellt sich im Vergleich zur Natur eine erheblich schmalere äußere Brandungszone mit einer ausgeprägteren Geometrie des Riff-Rinnen-Bereiches ein (LARSON, 1988; RAUDKIVI,

2001). Die heutige Technik erlaubt es jedoch, diesen Effekt durch die Generierung kurzperiodischer Wellenspektren stark zu reduzieren. Dennoch wiederholt sich der eingesteuerte Wellenzug im Widerspruch zur Natur in bestimmten Abständen. Untersuchungen zum Einfluss der Wellenabfolge auf morphologische Veränderungen sind nicht bekannt. Es wird jedoch angenommen, dass die Wirkung über die hier betrachtete Dauer einer Sturmflut kaum von Bedeutung ist (RAUDKIVI, 2001).

Herkömmliche Wellenmaschinen sind nicht in der Lage, im Seegang gebundene langperiodische Wellen zu simulieren, da deren Länge i.d.R. größer als die der Versuchseinrichtungen ist. Infolge des resultierenden Fehlens der Brandungsschwingungen, die in der Natur zu einer 2,5fachen Erhöhung des seewärts gerichteten Sedimenttransportes führen können (RUSSELL et al., 1991; vgl. Abschnitt 2.2.3.2), wird - mit Ausnahme des Bereiches direkt an der Uferlinie - der Transport im Modell unterschätzt. Das Riff bildet sich infolge dessen zu stark und zu nah am Strand aus (ROELVINK, 1993).

Durch den üblicherweise im Labor konstant gehaltenen Wasserstand wird sowohl der Einfluss der Tide als auch der während einer Sturmflut variierenden Windstaus auf die Strandprofilentwicklung vernachlässigt. Neben der bereits genannten schmalen Brandungszone bewirkt dies auch, dass sich die "Grenztiefe" zu nah an der Uferlinie ausbildet. Zusätzlich erhöht oder verringert sich - je nach Gefälle zwischen Ruhewasser- und Grundwasserspiegel in der Natur - der Brandungsstau und somit auch die Wellenaufbauhöhe (HANSLOW & NIELSEN, 1993; vgl. Abschnitt 2.2.3.1). Wie die Ergebnisse der 1993 im GWK durchgeführten Versuche zeigen, kann ein erheblicher Anteil der auf die Nichtberücksichtigung der Tide zurückzuführenden Effekte durch die stufenweise Veränderung des Wasserstandes zwischen den Einzelversuchen einer Testserie reduziert werden (PETERS et al., 1996).

Die Wirkung des Windes auf die zunehmende Asymmetrie der fortschreitenden Wellen (vgl. Abschnitt 2.2.1) und das veränderte Brechverhalten (Abschnitt 2.2.2) kann i.d.R. nur durch zusätzliche Windgeneratoren berücksichtigt werden. Der mögliche Fehler auf die Hydrodynamik und die Profilentwicklung ist bei den begrenzten Kanallängen aber ohnehin vernachlässigbar (HORIKAWA, 1987).

Unerwünschte Nebeneffekte entstehen durch abrupte Veränderungen des Impulsflusses bei der Wellengenerierung. Die zusätzliche Beschleunigung der Wasserpartikel verursacht ein System langperiodischer Wellen, das von den kurzperiodischen Wellen entlang des Kanals transportiert, am Strand reflektiert und an der Wellenmaschine re-reflektiert wird. Diese parasitären Schwingungen, die über das Versuchsende hinaus fünf bis zehn Minuten anhalten (SVENDSEN, 1985), beeinflussen die Profilentwicklung sowohl indirekt über *Shoaling* und Brechverhalten der normalen Wellen als auch unmittelbar über eine Erhöhung des Sedimenttransportes in der Brandungszone. Vergleichende Gegenüberstellungen von Modellversuchen weisen auf einen Abbau und die landwärtige Verlagerung des Riffes sowie eine verstärkte Sandakkumulation auf dem Strand infolge der größeren Wellenaufbauhöhe hin (DALLY, 1991). Die Wirkung entspricht damit qualitativ derjenigen der im Wellenkanal fehlenden Brandungsschwingungen, quantitative Aussagen sind bislang nicht verfügbar. Der Einfluss solch langperiodische Schwingungen kann heute durch eine aktive Absorption an der Wellenmaschine weitestgehend reduziert werden. Die zusätzliche Verwendung wellenabsorbierender Materialien an den Seitenwänden eines 3D-Beckens mindert die Reflexion auf unter 5 % ab (OUMERACI, 1994).

Modelleffekte infolge der Verwendung von Süßwasser können zum Teil auf die gegenüber salzigem Meerwasser um ca. 3 % niedrigere Dichte und die dadurch geringeren Wellenkräfte zurückgeführt werden (LE MÉHAUTÉ, 1976). Einen weitaus größeren Einfluss im Hinblick auf die Strandprofilentwicklung hat jedoch der geringere Salzgehalt des i.d.R. im Labor ver-

wendeten Frischwassers. Die daraus resultierende Zunahme der Luftblasengröße sowie die geringere Anzahl der Blasen bewirken eine Erhöhung der Sinkgeschwindigkeit und eine flachere Konzentrationsverteilung der suspendierten Sedimente (BEYERSDORF, 1997), wodurch es zu einer verstärkten Sedimentation bzw. einer geringeren Erosion in der Brandungszone kommt.

Neben den bislang beschriebenen Modelleffekten, die ausschließlich Folge der künstlichen Modellgrenzen und der unzureichenden Nachbildung der relevanten Prozesse sind, sollte abschließend auf einen weiteren Effekt hingewiesen werden, der sich aus einer zu geringen Einbaumenge an Sand und einer damit verbundenen, unnatürlich steilen Unterwasserneigung ergibt. Die sich unter flachen Wellen landwärts bewegenden Transportkörper (Riffel) sind nicht in der Lage, den zu stark ansteigenden seewärtigen Riffhang zu überwinden, wodurch die regenerierende Wirkung eines moderaten Seegangs auf den Strand im Modell nicht naturähnlich wiedergegeben wird. Eine in Modellversuchen bislang übliche Vorstrandneigung von 1 : 30 ist dabei nicht ausreichend, diesen Effekt zu verhindern (DETTE et al., 1996b). Für den Ausgangszustand empfiehlt sich daher eine Profilform, deren Sandmenge ausreichend ist, damit sich ein den Sedimenteigenschaften entsprechendes Gleichgewichtsprofil mit einer zusätzlich durch die untersuchten Wellenparameter vorgegebene Ausdehnung einstellen kann. Bei der Festlegung der Profilform ist auch zu überprüfen, ob genügend Sand für die Bildung der sich land- und seeseitig anschließenden Neigungen (vgl. Abschnitt 2.4.3) eingebaut wird.

2.5.3 Zusammenfassung und Bewertung

Die unterschiedlichen Beziehungen zwischen geometrischem Modellmaßstab und zeitlicher Skalierung nach den Modellgesetzen von FROUDE, REYNOLDS und WEBER zeigen, dass eine volle dynamische Ähnlichkeit in verkleinerten Modellen nicht möglich ist. Um wenigstens eine angenäherte dynamische Ähnlichkeit im Modell zu erzielen, ist es eine der wichtigsten Aufgaben bei der Planung und Durchführung von hydraulischen Modellen, die neben der Trägheitskraft vorherrschende Kraft für die zu untersuchenden Vorgänge festzulegen. Da im Küsteningenieurwesen der Seegang die entscheidende Einflussgröße ist, wird dies üblicherweise durch die korrekte Nachbildung der Schwerkraft im FROUDESchen Modell erreicht. Die Verletzung der übrigen Modellgesetze verursacht Maßstabeffekte, die vorwiegend aus der fehlerhaften Skalierung der Reibung entstehen und nur mit einem hohen Maß an Erfahrung und dem Verständnis der sich abspielenden Prozesse sowie einigen "Kunstgriffen" vermieden oder wenigstens reduziert werden (KAMPHUIS, 1975a).

In Modellen mit beweglicher Sohle verstärken sich die Maßstabeffekte insbesondere durch die inkorrekte Nachbildung des SHIELDS-Parameters. Eine allgemein gültige Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf die Natur ist daher kaum gewährleistet. Zur Verringerung der Maßstabeffekte können Wasser und Sand theoretisch durch andere Materialien ersetzt werden, realistisch betrachtet ist dies jedoch schon aus finanziellen Gründen nicht möglich. Auch eine Distorsion kleinmaßstäblicher Modellen zur Reduzierung der Maßstabeffekte auf die nachzubildenden Sedimenttransportprozesse und die Strandprofilentwicklung ist zumindest umstritten (VELLINGA, 1986; KRIEBEL et al., 1986). Zwar entspricht die Form des Gleichgewichtszustandes des Strandprofils bei festgelegten Überhöhungen des Modells (z.B. NODA, 1972; VELLINGA, 1986) näherungsweise dem des Prototyps, die zeitliche Entwicklung bis zu dessen Erreichen verläuft aufgrund der völlig veränderten Energiedissipation der einlaufenden Wellen jedoch anders als in der Natur. Daher stellen kleinmaßstäbliche Modelle nach dem derzeitigen Kenntnisstand kaum eine Alternative zu Modellen im Maßstab 1 : 1 dar. Falls eine Verkleinerung des Modells für angestrebte Untersuchungsziele nicht zu umgehen ist, sollte der Maßstab dabei so groß wie möglich gewählt werden (NODA, 1972).

Versuchseinrichtungen zur Durchführung großmaßstäblicher Modellversuche existieren weltweit bislang nur in Form von Wellenkanälen, d.h. als zweidimensionale Modelle. Die unnatürlichen Grenzen eines Kanals und die nicht naturgemäße Generierung des Seegangs führen dabei zu unerwünschten Modelleffekten, die jedoch durch regelungstechnische Verfahren an der Wellenmaschine und passive Wellenabsorber an den Seitenwänden weitgehend eingeschränkt werden können (OUMERACI, 1999). Die fehlende dritte Dimension im Kanal bewirkt aber, dass Brandungs- und Rippströme sowie der damit verbundene Sedimenttransport nicht der Natur entsprechend nachgebildet werden. Trotz dieser Nachteile ist die großmaßstäbliche Simulation von Strandrückgängen und Dünenabbrüchen aufgrund der weitaus geringeren Maßstabseffekte derjenigen im kleinen Maßstab vorzuziehen.

2.6 Präzisierung der Zielsetzung und des methodischen Vorgehens

Durch die Analyse des Schrifttums wurden die hydro- und morphodynamischen Prozesse, die während einer Sturmflut zu Veränderungen des Strandprofils führen, identifiziert sowie Grundlagen und Methoden zu deren Quantifizierung vorgestellt und bewertet. Maßstabs- und Modelleffekte, die das Verhalten des Strandprofils bei der Nachbildung im Labor beeinflussen, wurden dargestellt und Grenzen von physikalischen Modellen mit beweglicher Sohle aufgezeigt. Der dadurch erlangte Wissensstand bildet die Grundlage für die Präzisierung der in Abschnitt 1.2 definierten Zielsetzung und der Methodik zu deren Realisierung (Abb. 1).

2.6.1 Präzisierung der Zielsetzung

Für den küstennormalen Sedimenttransport und die daraus resultierende Strandprofilentwicklung während einer Sturmflut stellt die Energieumwandlung infolge der Wellenhöhenabnahme in der Brandungszone die Haupteinflussgröße dar. Für die rechnerische Ermittlung der Wellenparameter und der Strandprofilveränderungen stehen eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze bzw. numerischer Modelle zur Verfügung, die z.T. auf der Analyse kleinmaßstäblicher Laboruntersuchungen bzw. der Verwendung regelmäßiger Wellen beruhen. Enthaltene Unsicherheiten resultieren nicht nur aus Maßstabs- und Modelleffekten, über deren quantitative Wirkung kaum Angaben gemacht werden können, sondern auch aus einer unterschiedlichen Beurteilung der beeinflussenden Parameter. Dies betrifft in besonderem Maße

- (i) den Einfluss von Strandneigung und Wellensteilheit auf die Brecherhöhe,
- (ii) die Wirkung der Strandneigung und der Wellensteilheit auf die Wellenauflaufhöhe,
- (iii) die Größenordnung von Modelleffekten auf küstennormale Sedimenttransportraten sowie Form und Ausdehnung des Gleichgewichtsprofils.

Gegenüberstellungen hochwertiger Messdaten aus großmaßstäblichen Modelluntersuchungen mit Berechnungsansätzen und Naturdaten werden daher wesentliche Bestandteile der vorliegenden Arbeit sein. Die Ergebnisse dieser Analysen werden im Hinblick auf das angestrebte **Hauptziel** zusätzliche Hinweise auf die optimale Positionierung der Messgeräte zur Erfassung von Wellen und Strömungen sowie auf Parameter des in den Wellenkanal einzubringenden Strandprofils liefern. In Bezug auf das definierte **Nebenziel** werden sie zur Überprüfung und Weiterentwicklung der in numerischen Modellen verwendeten Ansätze zur Berechnung der o.g. Problemstellungen beitragen.

2.6.2 Präzisierung des methodischen Vorgehens

Die Vorgehensweise bei der Erarbeitung von Empfehlungen zur Versuchsmethodik großmaßstäblicher Modelluntersuchungen sowie von Berechnungsansätzen zum Strandverhalten unter Sturmflutbedingungen gliedert sich - wie in Abb. 1 skizziert - in (i) Analysen der hydrodynamischen Daten, (ii) Analysen der morphologischen Daten und (iii) Untersuchungen zur Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen. Die Datenbasis für die Auswertungen liefern Messungen der Wasserspiegelauslenkung bzw. daraus errechnete Wellenparameter und Profilvermessungen, die primär in den SAFE-Experimenten durchgeführt wurden. Die Beschränkung auf diese Daten ist dadurch zu begründen, dass sie bislang die einzig an vielen Positionen über dem Strandprofil verfügbaren Messwerte sind und somit eine Gegenüberstellung von hydro- und morphodynamischen Parametern ermöglichen.

2.6.2.1 Analyse der hydrodynamischen Daten

Die Analyse der Wellenparameter steht stellvertretend für weitere hydrodynamische Parameter (z.B. Strömungsgeschwindigkeiten, Porenwasserdrücke, Turbulenzen, Schubspannungen, Wellenauflaufdicken und -geschwindigkeiten) und morphodynamische Kenngrößen (z.B. Sedimentkonzentrationen), da diese in einem funktionalen Zusammenhang zur Veränderung der Wellenparameter über dem Strandprofil stehen. Untersuchungsziele und zeitlicher Ablauf des Vorgehens sind in Abb. 25 dargestellt und werden nachfolgend schrittweise erläutert.

(I) Die Filterung der Rohdaten simuliert Messungen der Wasserspiegelauslenkung mit unterschiedlichen Taktraten und zielt auf eine Reduzierung der Datenmenge. Diese ist erforderlich, da eine zu hohe Frequenz bei der Aufzeichnung der Messwerte (i) hohe Anforderungen an die zur Archivierung benötigten Datenträger stellt und (ii) einen erhöhten Zeitaufwand bei der späteren Datenanalyse verursacht.

(II) Die Zeit- und Frequenzbereichsanalyse der gefilterten Daten liefert charakteristische Wellenparameter, wie sie sich aus Messungen mit den simulierten Taktraten ergeben würden.

(III) Die anschließende Gegenüberstellung der Kennwerte lässt Rückschlüsse auf einen Messtakt zu, der die Bestimmung charakteristischer Wellenparameter bei nahezu gleichbleibender Qualität gewährleistet, aber die aufgezeichnete Datenmenge minimiert.

(IV) Die Bestimmung des Brechpunktes aus den Versuchsdaten zielt auf die Vereinfachung späterer Datenanalysen und die Bereitstellung einer Datengrundlage für die Überprüfung und Entwicklung von Brechkriterien. Hierzu werden hydrodynamische Parameterverläufe (z.B. Wellenhöhe $H(x)$ oder Wellenlänge $L(x)$) aus den charakteristischen Wellenparametern an den Messpositionen entlang des Kanals sowie Verläufe morphologischer (z.B. Wassertiefe $h(x)$) und kombinierter Kennwerte (z.B. Brecherkennzahlen $\xi(x)$) über dem Strandprofil ermittelt. Diese Parameter werden unter Heranziehung ihrer Extremwerte, die ggf. zum Wellenbrechen führen, auf ihre Eignung für eine automatisierte Festlegung des Brechpunktes überprüft.

(V) Die Überprüfung bekannter Brechkriterien sowie ggf. deren Weiterentwicklung basiert auf der Gegenüberstellung berechneter und in Schritt (IV) ermittelter Brecherhöhen. Ziel ist die Empfehlung für einen Berechnungsansatz, der den Brechpunkt trotz der Veränderungen der Profilform möglichst genau vorhersagt, da dieser als seeseitige Grenze der Brandungszone eine wichtige Randbedingung für die Positionierung der Wellendrähte und Strömungs sonden ist. Es muss sichergestellt werden, dass bei ausreichender Instrumentierung die sich in der Brandungszone stark verändernden hydrodynamischen Parameter über die gesamte Versuchsdauer erfasst werden.

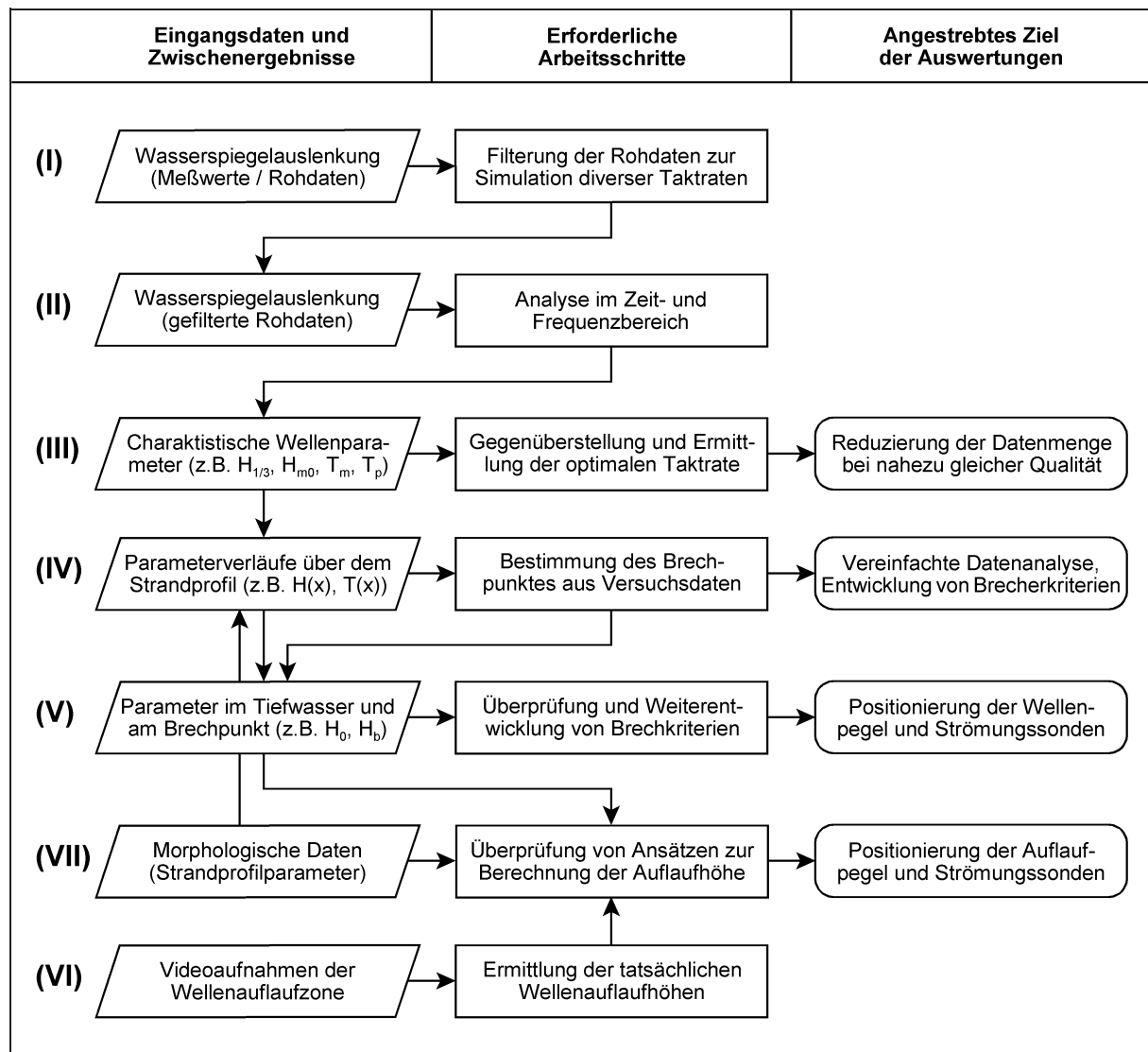


Abb. 25: Vorgehensweise bei der Analyse der hydrodynamischen Messdaten

(VI) Für die **Bestimmung der Auflaufhöhen** wird - aufgrund fehlender Messdaten - eine Auswertung der versuchsbegleitenden Aufzeichnungen der während der SAFE-Experimente auf den Strand gerichteten Videokamera vorgenommen.

(VII) Für die **Überprüfung von Berechnungsansätzen zur Auflaufhöhe** werden deren Ergebnisse den in Schritt (VI) bestimmten Werten gegenübergestellt. Die zuverlässige Vorhersage der Wellenauflaufhöhe als landseitige Grenze des Sedimenttransportes ist nicht nur eine wichtige Randbedingung für die numerische Simulation des Strandrückgangs, sondern auch für die Positionierung von Messgeräten. Eine möglichst exakte Vorhersage der Wellenauflaufhöhe in Abhängigkeit von der morphologischen Entwicklung ist erforderlich, da sich die Strandoberfläche infolge der hydrodynamischen Belastung fortlaufend verändert. Dies verdeutlicht die besondere Problematik beim Einbau z.B. von Strömungs sonden, die zur Erfassung der Auflaufgeschwindigkeiten unmittelbar über der Sohle angebracht werden sollten.

2.6.2.2 Analyse der morphologischen Daten

Neben der Erarbeitung von Empfehlungen, die sich aus der Analyse der hydrodynamischen Messungen ergeben, sind Hinweise auf Zeitpunkte und die notwendige räumliche Ausdehnung von Strandprofilvermessungen sowie zur Bestimmung der küstennormalen Sedimenttransportraten aus den morphologischen Messdaten Bestandteile der angestrebten Methodik zur Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher Experimente. Abb. 26 zeigt das nachfolgend erläuterte Vorgehen.

(I) Zunächst wird eine **Filterung der Vermessungsdaten** vorgenommen, um unterschiedliche horizontale Rasterabstände zwischen den Vermessungspunkten entlang der Kanalachse zu simulieren. Diese und die folgenden Analysen in Schritt (II) und (III) zielen ebenfalls auf eine bei nahezu gleicher Qualität mögliche Reduzierung der Datenmenge und des Zeitaufwandes für die Auswertungen (z.B. bei der Bestimmung von Quertransportraten).

(II) Die **Berechnung von Sandvolumina** bzw. mittlerer Höhen einzelner Profile bildet die Grundlage für die statistischen Analysen zur Optimierung des horizontalen Rasterabstandes.

(III) Für die **Ermittlung des optimalen horizontalen Rasterabstandes** werden mittlere Profilhöhen infolge des geringeren Abstandes mit den Referenzzuständen der SAFE-Experimente bei einem tatsächlichen Raster von 2,5 cm unter Heranziehung statistischer Abweichungen verglichen.

(IV) Das für die **Gegenüberstellung mehrerer Profilsuren** zusätzlich erforderliche Datenmaterial liefern die LIP 11 D Experimente, während derer die Vermessungen auf drei bis fünf parallelen Spuren durchgeführt wurden. Auch hier bilden die mittleren Profilhöhen die Grundlage für die Analysen zur Beantwortung der Fragestellung, ob die Genauigkeit der aus Vermessungsdaten errechneten Transportraten durch die Erfassung küstenparallel verlagelter Sandmengen erhöht werden kann.

(V) Die anschließende **Überprüfung der "Grenztiefe"** (*Closure Depth*) der morphologischen Veränderungen dient nicht nur zur Überprüfung von Berechnungsansätzen. In erster Linie ist beabsichtigt, den für Profilaufnahmen erforderlichen Zeit- und Arbeitsaufwand durch eine Beschränkung auf den "aktiven" Profilabschnitt zu verringern.

(VI) Die **Analyse des zeitlichen Verlaufes** der Profilentwicklung zielt auf eine weitere Reduzierung des Zeitaufwandes für die morphologischen Vermessungen, indem deren Zeitpunkte der Strandprofilentwicklung angepasst werden. Als Grundlage für die Untersuchungen dient die zeitliche Veränderung der küstennormalen Sedimenttransportrate, die sich jeweils aus dem Integral der vertikalen Differenzen zwischen dem Ausgangs- und Endprofil eines Einzelversuches errechnet. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass das Intervall zwischen zwei Vermessungen nur so lang sein darf, dass eine Berechnung des zeitabhängigen Sedimenttransportes mit ausreichender Genauigkeit möglich bleibt. Durch das zu ermittelnde Intervall sollte auch gewährleistet bleiben, dass der Strandrückgang auf definierte mittlere Bedingungen des Seegangs bezogen werden kann, d.h. die Dauer eines Einzelversuches sollte ein ganzes Vielfaches der Wiederholungszeit des eingesteuerten Wellenspektrums betragen.

Ein weiterer Aspekt der Auswertungen ist die Ermittlung einer minimalen Sedimenttransportrate bzw. des Zeitpunktes ihres Erreichens. Hierdurch wird ein angenäherter Gleichgewichtszustand repräsentiert, durch den üblicherweise die Dauer einer Versuchsserie definiert ist.

(VII) Für die **Überprüfung der Ansätze zur Gleichgewichtsprofiltheorie** wird die Form der Strandprofile am Ende der Versuchsserien mit theoretisch ermittelten Profilen verglichen. Hieraus werden Hinweise auf die Naturähnlichkeit der Profilentwicklung im Modell erwartet,

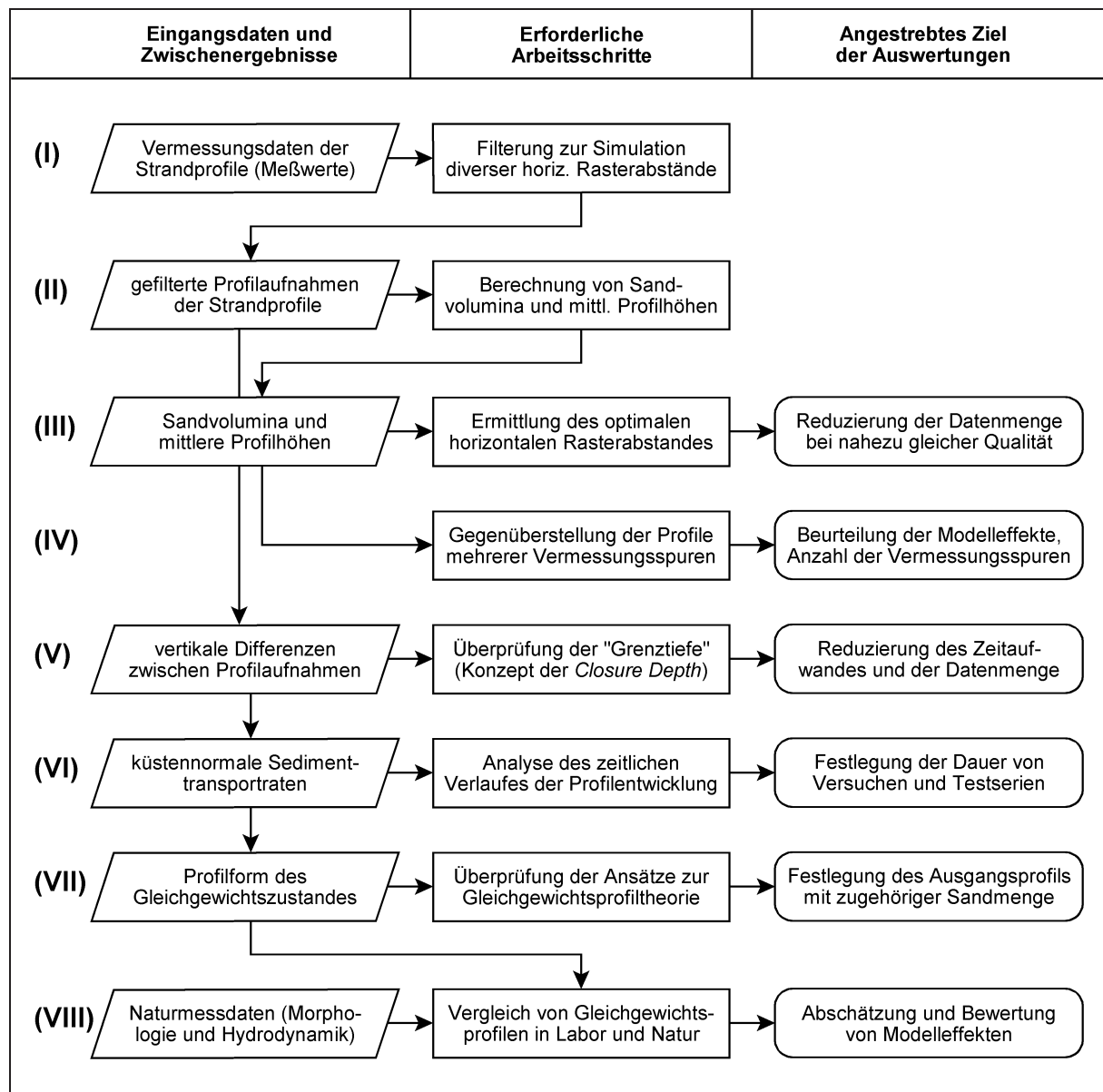


Abb. 26: Vorgehensweise bei der Analyse der morphologischen Messdaten

da die Berechnungsansätze der Gleichgewichtsprofiltheorie bereits seit Jahrzehnten über weite Bereiche natürlicher Eingangsbedingungen verifiziert wurden. Gleichzeitig werden aus der Vergleichsanalyse Erkenntnisse hinsichtlich der Anwendbarkeit der Ansätze auf die in großmaßstäblichen Wellenkanälen herrschenden Verhältnisse abgeleitet.

(VIII) Für den **Vergleich von Gleichgewichtsprofilen aus Labor und Natur** zur Beurteilung von Modelleffekten werden zusätzliche Daten aus Naturmessungen in Warnemünde herangezogen. Dabei wird der Frage nachgegangen, ob sich ein im Wellenkanal einstellendes Strandprofil nach vergleichbaren Wasserstands- und Wellenbelastungen in gleicher oder ähnlicher Form auch in der Natur wiederfindet. Die Bedeutung dieser Untersuchungen ergibt sich daraus, dass die Zuverlässigkeit zweidimensionaler Modellversuche nur gegeben ist, wenn die im Labor reproduzierten Strandprofile auf natürliche Bedingungen übertragen oder die Unterschiede in der Form wenigstens den ursächlichen Modelleffekten derart zugeordnet werden können, dass die Ergebnisse durch theoretische Verfahren nachträglich korrigierbar sind.

2.6.2.3 Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen

Die abschließenden Untersuchungen zur Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und der morphologischen Veränderungen des Strandprofils beinhalten ausschließlich die Überprüfung und Weiterentwicklung der aus der Schrifttumsanalyse bekannten Sedimenttransportansätze. Bezüglich einer Darstellung der Vorgehensweise wird deshalb auf den Ablaufplan in Abschnitt 6 (Abb. 73) verwiesen.

Der Schwerpunkt der Analysen liegt auf der Gegenüberstellung der aus den Profilaufmaßen errechneten Quertransportraten und der Energiedissipation in der Brandungszone, da empirische Methoden auf Basis der Gleichgewichtsprofiltheorie die Veränderung des Strandes über einen Zusammenhang dieser beiden Parameter bestimmen. Um den Verlauf der Energiedissipation, die sich aus der Änderung des Energieflusses in Wellenfortschrittsrichtung ergibt, plausibel zu beschreiben, ist eine Methode zu entwickeln, durch die eine Veränderung des Energieflusses an den Messpositionen eindeutig definiert ist und ein konstanter Verlauf zwischen den Wellenpegeln vermieden wird.

Zur Beurteilung weiterer Einflüsse auf den küstennormalen Sedimenttransport werden neben der Energiedissipation zusätzliche hydrodynamische und morphologische Parameter für die Regressions- und Korrelationsanalysen herangezogen. Die Notwendigkeit dessen ergibt sich daraus, dass Berechnungsansätze numerischer Modelle z.T. einen verstärkten Einfluss der lokalen Strandneigung berücksichtigen. Die hierdurch evtl. realistischere Simulation der Profilentwicklung sollte zu einer genaueren Einschätzung der erforderlichen Versuchsdauer sowie einer Überprüfung der korrekten Messpositionen bereits im Vorfeld der Versuche beitragen.

3. Großmaßstäbliche Laborexperimente und Naturmessungen

Die ersten, für das Küsteningenieurwesen relevanten, großmaßstäblichen Modellversuche mit beweglicher Sohle wurden 1956/57 und 1962 in den U.S.A. durchgeführt (SAVILLE, 1957; KRAUS & LARSON, 1988). Weitere Untersuchungen mit regelmäßigem Seegang und vergleichbarem Versuchsprogramm fanden zwischen 1979 und 1983 und Japan statt (KAJIMA et al., 1982). Die Profildaten beider Projekte sind verfügbar, eignen sich aufgrund der fehlenden hydrodynamischen Daten jedoch nicht für die in dieser Arbeit angestrebten Ziele.

Wellenspektren wurden für Untersuchungen zum sturmflutbedingten Strand- und Dünenrückgang im großen Maßstab erstmals zu Beginn der 80er Jahre in den Niederlanden verwendet (VELLINGA, 1986; STEETZEL, 1993). Seit 1986 werden auch im GWK vergleichbare Versuche durchgeführt (z.B. DETTE, 1986; DETTE & ULICZKA, 1986). Aufgrund der erweiterten Möglichkeiten moderner Messgeräte sowie der digitalen Erfassung und Archivierung gewonnener Daten eignen sich aber erst die seit 1993 durchgeführten Experimente als Basis für die nachfolgenden Untersuchungen. Im Einzelnen werden Daten folgender Projekte verwendet:

- (i) MAST III-SAFE-Experimente,
- (ii) BMBF¹⁾ - Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen,
- (iii) LIP 11 D *Delta Flume Experiments*.

Für die Diskussion von Modelleffekten werden ergänzend Naturmessdaten aus dem

- (iv) BMBF - Vorhaben "Wirkungsweise von Einbauten in See"

berücksichtigt. Im Folgenden werden die Modellversuche und Naturmessungen hinsichtlich ihrer Ziele, der Versuchseinrichtung, des Versuchsprogrammes und der Datenerfassung beschrieben, wobei der Schwerpunkt auf die SAFE-Experimente gelegt wird.

3.1 MAST III-SAFE-Experimente im GWK

Das MAST III-SAFE-Projekt (Vertragsnummer MAS-CT95-0004) wurde von 1996 bis 1999 unter Beteiligung von elf Institutionen aus acht europäischen Ländern durchgeführt. Es befasste sich mit der Entwicklung von Methoden zur mittel- und langfristigen Vorhersage der Wirkung von Sandvorspülungen. Neben Naturuntersuchungen und numerischen Modellrechnungen wurden großmaßstäbliche Laborversuche zur Untersuchung der Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und der morphologischen Entwicklung der Brandungszone und des Strandes durchgeführt. Die gewonnenen Daten sollten zur Vertiefung der Kenntnisse des Sedimenttransportes unter dem Einfluss eines unregelmäßigen Seegangs und veränderlicher Wasserständen sowie zur Verifizierung und Kalibrierung von numerischen Modellen dienen (HAMM, 1998).

3.1.1 Versuchseinrichtung

Die Versuche wurden zwischen November 1996 und August 1997 im GWK durchgeführt, der seit seiner Fertigstellung im Jahr 1983 mit einer Länge von 324 m, einer Tiefe von 7 m und einer Breite von 5 m weltweit die größte Versuchseinrichtung seiner Art ist. Die hydraulisch angetriebene Wellenmaschine ermöglicht mit ihrer Leistung von 900 kW die Generierung von Wellenspektren oder regelmäßigen Wellen mit Perioden zwischen 1 s und 15 s und Höhen bis

¹⁾ BMBF - Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie

zu 2,50 m. Seit 1990 werden die am Strand reflektierten Wellen durch ein computergestütztes Kontrollsystem an der Wellenmaschine absorbiert (SCHMIDT-KOPPENHAGEN et al., 1997).

3.1.2 Versuchsprogramm und -durchführung

Die Experimente können in zwei Phasen unterschieden werden. In der ersten Phase wurde das Hauptaugenmerk auf das Verhalten von Sandstränden und Dünen unter regelmäßigem und unregelmäßigem Seegang gelegt. In der zweiten Phase wurde die Stabilität von Dünen mit und ohne unterstützende bauliche Maßnahmen untersucht. Da die Wirkung von Einbauten nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, werden lediglich die Datensätze der ersten Phase herangezogen.

Für das Strandprofil wurden $2\,300\text{ m}^3$ Sand mit $d_{50} = 0,3\text{ mm}$ und $w = 0,042\text{ m/s}$ in den Kanal eingebaut (DETTE et al., 2002). Unterhalb des Ruhewasserspiegels (4,0 m über Kanalsohle) wurde ein Gleichgewichtsprofil nach Gl. (41) mit $A = 0,12\text{ m}^{1/3}$ und $m = 2/3$ nachgebildet, das landseitig durch einen linear ansteigenden Strand verlängert wurde. Die Unterteilung in vier Testserien resultierte dabei aus unterschiedlichen Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0$ zwischen 1 : 20 und 1 : 5 (Abb. 27).

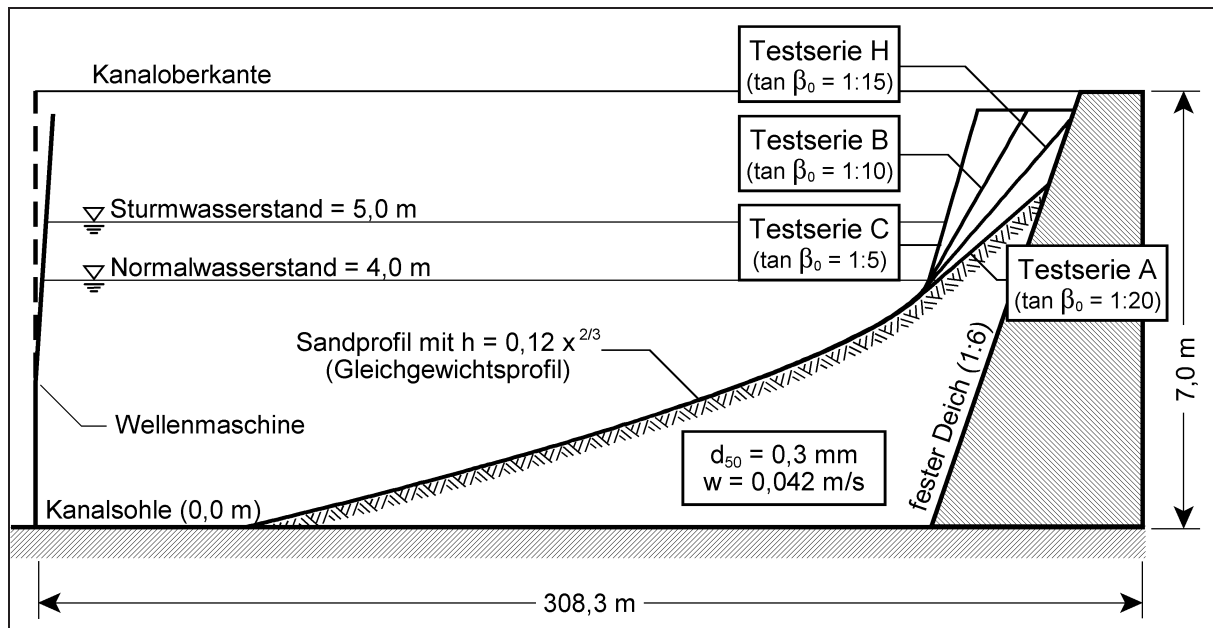


Abb. 27: Profilkonfigurationen in Phase I der MAST III - SAFE-Experimente im GWK

Innerhalb der Testserien wurden sowohl Seegangsverhältnisse mit einem Normalwasserstand von 4,0 m als auch Sturmbedingungen mit einem Wasserstand von 5,0 m über der Kanalsohle simuliert. Beim Wasserstand von 4,0 m hatten die eingesteuerten Wellenspektren eine signifikanten Wellenhöhe $H_{m0} = 0,65\text{ m}$ und eine Peakperiode $T_p = 6,6\text{ s}$ (Normalbedingungen). Nach Erreichen eines annähernden Gleichgewichtszustandes wurde das Strandprofil über eine Dauer von 23 bis 25 Stunden Sturmbedingungen mit $H_{m0} = 1,20\text{ m}$ und $T_p = 6,6\text{ s}$ ausgesetzt (Tab. 9). Jede Testserie war wiederum in Einzelversuche unterteilt, um danach jeweils Profilvermessungen durchführen zu können. Die Versuchsdauer betrug zu Beginn entsprechend der Wiederholungszeit des Spektrums 15 Minuten und wurde zum Ende der Serien bei nur noch minimalen morphologischen Veränderungen auf bis zu 210 Minuten erhöht, wobei sie jeweils ein Vielfaches der Länge des Spektrums betrugen.

Tab. 9: Versuchsparameter in Phase I der MAST III - SAFE-Experimente im GWK (Details vgl. Tab. 10 und Anlage C)

Testserie	Wellentyp	Wellenhöhe	Periode	Wassertiefe	Dauer	Anzahl Tests
		H, H_{m0} [m]	T, T_p [s]	h [m]	[hh:mm]	[-]
A1	Regelmäßig	0,50	5,0	4,00	5:30	8
A2	Regelmäßig	0,75	5,0	4,00	7:30	5
A3	Regelmäßig	1,00	5,0	4,00	7:00	5
A4	Regelmäßig	0,80	5,0	5,00	9:45	7
A5	Regelmäßig	0,94	5,0	5,00	5:30	5
A7	TMA	0,65	6,6	4,00	12:00	8
A8	TMA	0,65	6,6	4,00	11:30	7
A9	TMA	1,20	6,6	5,00	25:00	15
B1	TMA	0,65	6,6	4,00	17:00	8
B2	TMA	1,20	6,6	5,00	22:50	15
C1	TMA	0,65	6,6	4,00	5:30	4
C2	TMA	1,20	6,6	5,00	23:00	17
H1	TMA	0,65	6,6	4,00	5:00	3
H2	TMA	1,20	6,6	5,00	25:15	15

Natürliche Seegangsverhältnisse wurden durch ein TMA¹⁾-Flachwasserspektrum simuliert, das durch ein mittleres JONSWAP²⁾-Spektrum mit einem Überhöhungsfaktor $\gamma = 3,3$ und Formparametern $\sigma_a = 0,07$ für Frequenzen f unterhalb und $\sigma_b = 0,09$ oberhalb der Peakfrequenz f_p charakterisiert werden kann. Weitere Kennwerte sind in Tab. 10 zusammengefasst.

3.1.3 Messtechnik und Datenerfassung

Die im GWK verwendete Messkonfiguration ist in Abb. 28 schematisch dargestellt. Angaben zu den eingebauten Messgeräten, deren Anzahl und Position sowie zur Messgenauigkeit und Auflösung der erfassten Messgrößen finden sich in Tab. 11.

Die Vermessungen des Strandprofils wurden nach jedem Einzelversuch entlang einer Spur in der Mitte des Kanals durchgeführt. Der Profilaufnehmer bestand aus einer 7,50 m langen Trägerkonstruktion aus Aluminium, die an der mobilen Messbühne befestigt war. Am unteren Ende waren drei Plastikräder mit Durchmessern von jeweils 30 cm parallel zueinander montiert (Abb. 29). Die horizontale und vertikale Position über dem Strandprofil wurde durch die Messwerterfassung anhand der übertragenen Signale eines Winkelgebers und der Tastarmgeometrie errechnet. Temperaturbedingte Einflüsse wurde durch die Software kompensiert (BEREND et al., 1997). Während der mit einer Geschwindigkeit von 10 m/min durchgeführten Vermessungen bestand zu Kontrollzwecken die Möglichkeit der grafischen Darstellung der Daten auf einem Monitor.

¹⁾ TMA - Texel Marsen Arsloe (BOUWS et al., 1985)

²⁾ JONSWAP - Joint North Sea Wave Project (HASSELMANN et al., 1973)

Tab. 10: Charakteristische Kennwerte der in Phase I der MAST III-SAFE-Experimente im GWK generierten Wellenspektren (s. Tab. 9)

Parameter	Normalbedingungen	Sturmbedingungen
Wiederholungszeit des Spektrums	900 s	900 s
Anzahl der Wellen im Spektrum	185	182
Peakperiode T_p	6,6 s	6,6 s
Mittlere Wellenperiode T_m	4,9 s	5,0 s
Kürzeste Wellenperiode T_{min}	1,6 s	1,6 s
Signifikante Wellenhöhe H_{m0}	0,65 m	1,20 m
Signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$	0,64 m	1,20 m
Root Mean Square Wellenhöhe H_{rms}	0,47 m	0,87 m
Maximale Wellenhöhe H_{max}	1,00 m	1,92 m
Maximale Wellensteilheit $(H/L)_{max}$	0,044	0,089
Groupiness-Faktor GF	0,615	0,662

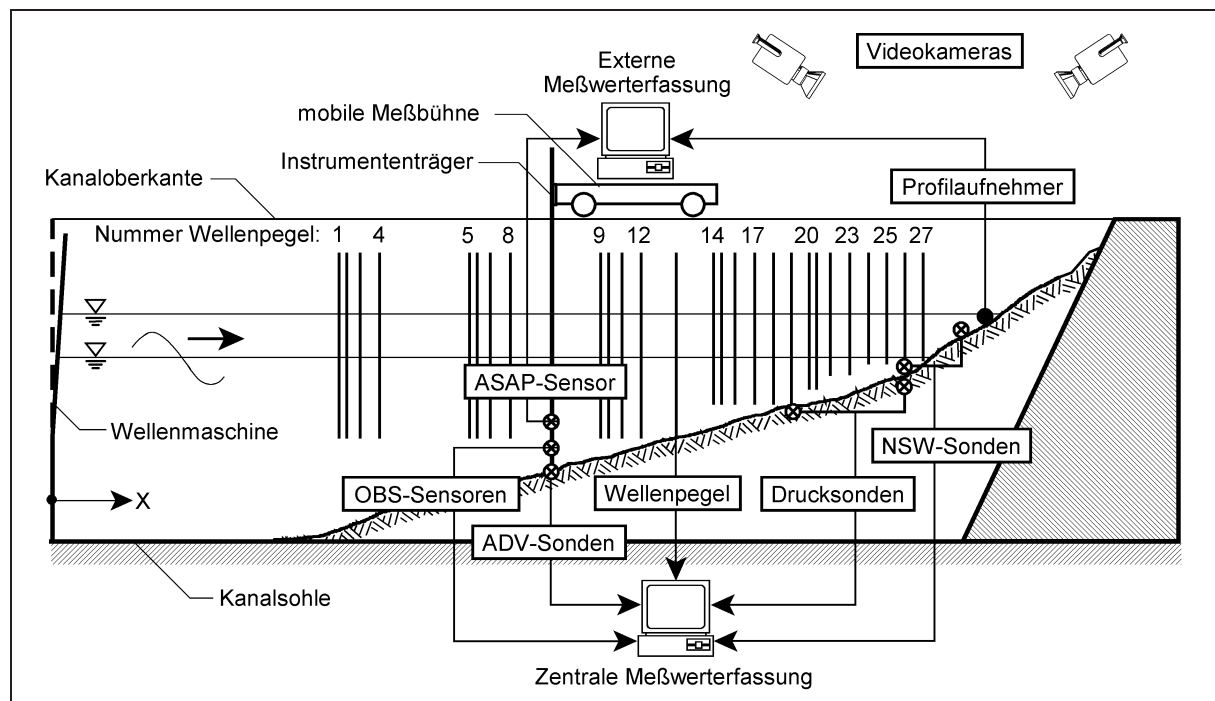


Abb. 28: Positionierung der Messgeräte und Datenerfassung während der SAFE-Experimente

Die Aufzeichnung der Wasserspiegelauslenkung zur späteren Ermittlung der Wellenparameter erfolgte durch Leitfähigkeitsmessungen unter Verwendung von 27 Wellendrähten auf einer Strecke von 175 m entlang der südlichen Kanalwand (Abb. 28). Außerhalb der Brandungszone waren i.d.R. jeweils vier Wellenpegel zu Pegelharfen zusammengefasst, um spätere Reflexionsanalysen zu ermöglichen. Die übrigen Wellendrähte waren konzentriert im Bereich der erwarteten Brandungszone angebracht, um die Veränderung der Wellen infolge des Brechens möglichst exakt zu erfassen. Sonden zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeiten, des Wasserdruckes und des Porenwasserdruckes waren ebenfalls im Bereich der Brandungszone fest installiert (PETERS, 2000; vgl. Tab. 11).

Tab. 11: Positionierung, Messgrößen, Genauigkeit und Datenauflösung der Messgeräte bzw. der Messwerterfassung in den MAST III - SAFE-Experimenten

Messgeräte	Gemessene Parameter	Anzahl und Position ^{a)}	Messgenauigkeit Datenauflösung
Profilaufnehmer (siehe Abb. 29)	Profilhöhe	Eine Spur in Kanalmitte von 61,2 m bis ca. 270 m	±3 mm (horizontal) ±1 mm (vertikal) hor. Auflösung $\Delta x_0 = 2,5$ cm
Wellenpegel	Wasserspiegel- auslenkung (Leitfähigkeit)	27 feste Pegel zwischen 79,05 m und 240,00 m (siehe Abb. 28) 1 Pegel an mobiler Messbühne	±10 mm Taktrate: 40 Hz (Testserie B: 125 Hz)
Videokameras (VHS)	Wellenauflauf Brechverhalten	1 Kamera auf Wellenauflaufzone 1 Kamera auf Brecherzone	vert. Ablesegenauigkeit: 10 cm
NSW-Sonden ^{b)}	Strömungen	2 Sonden: bei 235 m, ca. 0,4 m ü. Sohle bei 250 m, ca. 0,2 m ü. Sohle	±0,15 m/s Taktrate: 40 Hz
ADV-Sonden ^{c)}	Strömungen	3 Sonden an mobiler Messbühne 0,1 m, 0,6 m und 1,0 m ü. Sohle	±0,1 m/s Taktrate: 25 Hz
OBS-Sensoren ^{d)}	Punktuelle Suspensions- konzentration	6 Sensoren an mobiler Messbühne 0,05 m, 0,1 m, 0,15 m, 0,2 m, 0,4 m und 0,8 m ü. Sohle	±0,05 g/l Taktrate: 1 bis 5 Hz
ASAP-Sensor ^{e)}	Suspensions- konzentrations- verteilung	1 Sensor an mobiler Messbühne	±0,1 g/l vert. Auflösung $\Delta z = 1$ cm Taktrate: 40 Hz
Drucksonden	Porenwasserdruck	2 × 6 Sonden bei 203,75 m und 235,0 m, je +0,2 m, -0,08 m, -0,16 m, -0,24 m, -0,32 m, -0,4 m über bzw. unter Sohle	Taktrate: 40 Hz

a) Die angegebene Position gibt jeweils den Abstand von der Wellenmaschine an

b) NSW - Norddeutsche Seekabelwerke (magnetisch-induktive Strömungssonden)

c) ADV - *Acoustic Doppler Velocimeter* (Ultraschallsonde zur Erfassung von Strömungen)

d) OBS - *Optical Backscattering Sensor* (Infrarotsensor zur Erfassung der Sedimentkonzentration)

e) ASAP - *Acoustic Sand and Air Bubble Sensitive Profiler* (SCHAT, 1995)

An einem vertikal auf die Profilschleife absenkenden Instrumententräger, der an der mobilen Messbühne befestigt war, wurde die vertikale Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten gemessen. In sechs Höhenstufen wurden zeitgleich punktuelle Messungen der Sedimentkonzentration durchgeführt. Die neuentwickelte ASAP-Sonde (SCHAT, 1995) erlaubte die Erfassung von Konzentrationsprofilen zwischen Sondenkopf und Profilschleife, wobei eine in der externen Messwerterfassung implementierte Software den Einfluss der beim Wellenbrechen in die Wassersäule eingetragenen Luftblasen herausgefilterte. Zur zeitlichen Synchronisation der Daten des ASAP-Sensors mit den übrigen, zentral erfassten Messwerten wurde die Wasserspiegelauslenkung über einen zusätzlich montierten Wellendraht aufgezeichnet. Detaillierte Analysen der gemessenen Suspensionsverteilungen wurden von PETERS (2000) durchgeführt.

Die Messungen der verfahrbaren Messbühne wurden entsprechend der Wiederholungszeit des eingesteuerten Wellenspektrums (Tab. 10) jeweils über die Dauer von 15 min an einer Position durchgeführt. Anschließend wurde die Bühne mit der gesamten Messeinrichtung zwischen 2,5 und 10 m versetzt, um die räumliche Variation der hydro- und morphodynamischen Einflussgrößen auf den Sedimenttransport über die Brandungszone und Teilbereiche der "Übergangszone" erfassen zu können.



Abb. 29: Profilaufnehmer der MAST III - SAFE-Experimente mit Detailaufnahme der Plastikräder (NEWE et al., 1999)

Darüber hinaus waren oberhalb des Kanals zwei Videokameras angebracht, die auf die äußere Brandungszone und die Wellenauflaufzone gerichtet waren. Die Videoaufnahmen sollten für spätere Auswertungen des Brechverhaltens und der Wellenauflaufhöhe herangezogen werden.

3.2 Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen

Die vom BMBF unter dem Kennzeichen 515-3892-MTK-0559 geförderten "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" wurden von April bis August 1993 als Modellversuche mit beweglicher Sohle in einem naturähnlichen Maßstab durchgeführt. Ziel der Experimente war es, den Einfluss von Sandaufspülungen auf das dynamische Gleichgewicht zwischen lokalem Wellenklima und Unterwasserprofil zu untersuchen und daraus Kenntnisse für zukünftige Küstenschutzkonzepte abzuleiten (DETTE et al., 1996b).

3.2.1 Versuchseinrichtung

Wie die SAFE-Experimente wurden auch die "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" im GWK durchgeführt, auf dessen Beschreibung daher verzichtet wird.

3.2.2 Versuchsprogramm und -durchführung

Die Versuche bestanden aus drei Versuchsphasen mit einer Gesamtdauer von 150 Stunden. In der ersten Phase wurden sowohl erosive als auch akkumulative Zustände unter regelmäßigen Wellen untersucht. Auch in der zweiten Phase wurde der Einfluss von erosiven und akkumulativen Seegangsverhältnissen auf die Profilentwicklung untersucht, diesmal unter der Einwirkung eines TMA-Flachwasserspektrums. Für die dritte Phase wurde bei einem mittleren

Wasserstand von 4,00 m zusätzlich eine Tide mit einem Tidehub von 1,00 m und einer Dauer von 12 Stunden simuliert (DETTE et al., 1996b). Der Wasserstand wurde stufenweise jeweils um 0,25 m variiert und über eine Stunde beibehalten. Bei Erreichen des Tideniedrig- oder -hochwassers wurde der Wasserstand über drei Stunden konstant gehalten. Weitere Details zu den Versuchsparametern sind Tab. 12 zu entnehmen.

Tab. 12: Parameter der "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen"

Testserie	Wellentyp	Wellenhöhe	Periode	Wassertiefe	Dauer	Anzahl Tests
		H, H_{m0} [m]	T, T_p [s]	h [m]	[hh:mm]	[-]
T0	Regelmäßig	1,20	5,0	4,50	17:00	17
T1	Regelmäßig	1,20	10,0	4,50	15:45	18
T2	Regelmäßig	1,20	5,0	4,50	7:00	10
T3	TMA	1,20	5,0	4,50	15:00	6
T4	TMA	1,20	10,0	4,50	10:30	9
T5	TMA	1,10	5,0	3,50 - 4,50	45:00	33
T6	TMA	1,05	10,0	3,50 - 4,50	39:00	27

Für das Strandprofil wurden 1700 m³ eines für die Westküste von Sylt repräsentativen Sandes mit $d_{50} = 0,33$ mm eingebaut. Das Ausgangsprofil bestand oberhalb des mittleren Wasserstandes aus einer ca. 2 m hohen Düne mit einer seeseitigen Neigung von 1 : 6, einem 1 : 30 geneigten Unterwasserstrand und daran anschließend aus einer 70 m langen Ebene mit einer Höhe von ca. 60 cm über der Kanalsohle (Abb. 30).

3.2.3 Messtechnik und Datenerfassung

Die Aufnahme der Profilstände erfolgte unter Verwendung des in Abb. 29 dargestellten Profilaufnehmers (Abschnitt 3.1.3) bis in eine Höhe von 4 m über der Kanalsohle. Zusätzliche Messpunkte im Strand- und Dünenbereich wurden bei Bedarf manuell aufgenommen.

Zur Aufzeichnung der Wasserspiegelauslenkung wurden 20 fest installierte und zwei mobile Wellendrähre (vgl. Tab. 11) eingesetzt. Der Abstand außerhalb der Brandungszone betrug 10 m, innerhalb der Brandungszone wurde er auf 5 m reduziert (Abb. 30), um die Wellenhöhenabnahme nach dem Brechen zu erfassen. Im Unterschied zu den SAFE-Experimenten wurden die Messungen mit einer Taktrate von 20 Hz durchgeführt.

Suspensionskonzentration wurden an drei festen Positionen in der Brandungszone nach der Abpumpmethode (BOSMAN et al., 1987) gemessen. Die Messeinrichtungen waren an der Kanalwand befestigt und bestanden aus acht unterschiedlich hohen Ansaugrohren. Weitere Konzentrationsverteilungen innerhalb und außerhalb der Brandungszone wurden unter Verwendung von sechs der damals neuartigen OBS-Sonden (Tab. 11) ermittelt. Diese waren an einem höhenverstellbaren Gestänge unterhalb der mobilen Messbühne angebracht und für die Messungen in Höhenstufen zwischen 5 cm und 120 cm über der Profilschleife herab gelassen.

In der zweiten und dritten Versuchsphase (ab Testserie T3) wurden Videoaufnahmen der Brandungszone gemacht. Einzelheiten zu den exakten Positionen der Messinstrumente finden sich gemeinsam mit Auswertungen der erfassten Daten bei DETTE et al. (1995), DETTE & PETERS (1996) sowie PETERS et al. (1996).

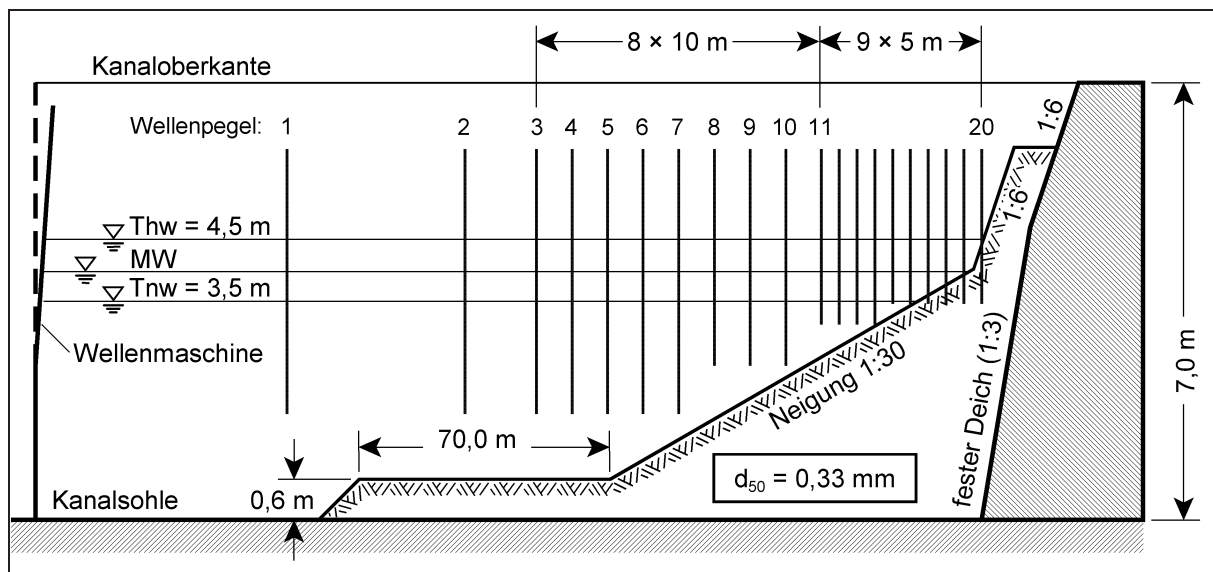


Abb. 30: Ausgangsprofil und Position der Wellendrhte in den "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" 1993 im GWK

3.3 LIP 11 D Delta Flume Experimente

Die LIP 11 D *Delta Flume* Experimente wurden von April bis Juni 1993 im Wellenkanal von *Delft Hydraulics* durchgeführt. Das Hauptziel war die Generierung von hochwertigen und hochauflösenden morpho- und hydrodynamischen Daten für die Validierung und Kalibrierung numerischer Modelle zur Simulation der während einer Sturmflut in der Brandungszone herrschenden Prozesse. Ein wesentliches Interesse galt dem Einfluss langperiodischer Wellen und dem Erscheinungsbild von Sohlformen. Es wurden natürliche Strandprofile unter erosiven, akkumulativen und stabilen Verhältnissen untersucht, um die bereits bestehenden Datensätze zu erweitern, die u.a. aus den *Supertank*-Experimenten (KRAUS et al., 1992) hervorgegangen waren (SÁNCHEZ-ARCILLA et al., 1994; ROELVINK & RENIERS, 1995).

3.3.1 Versuchseinrichtung

Der seit 1980 von *Delft Hydraulics* betriebene *Delta Flume* hat eine Länge von 233 m, eine Breite von 5 m und eine Tiefe von 7 m. In der Nähe der Wellenmaschine beträgt die Tiefe auf einer Länge von 50 m sogar 9,50 m. Die Wellenmaschine wird von neun hydraulischen Zylindern mit jeweils 75 kW angetrieben. Mit der Gesamtleistung von 675 kW ist es bei einem Wasserstand von 5 m möglich, regelmäßige Wellen mit Perioden zwischen 3 und 12 s und einer maximalen Höhe von 2,50 m oder Wellenspektren mit Peakperioden zwischen $T_p = 4$ und 8 s sowie signifikanten Wellenhöhen H_s bis zu 1,75 m zu generieren (ROELVINK & RENIERS, 1995). Die Wellenmaschine ist mit einem auf der Theorie langer Wellen basierenden System zur Kompensation reflektierter Wellen ausgestattet (DETTE et al., 2002).

3.3.2 Versuchsprogramm und -durchführung

Das Versuchsprogramm der LIP 11 D Experimente kann generell in zwei Phasen aufgeteilt werden, wobei das eingebaute Profil unterhalb des Normalwasserstandes von 4,10 m über der Kanalsohle in beiden Testphasen einem Gleichgewichtsprofil entsprach. Die Unterscheidung

ergab sich aus dem Einbau eines Strandes mit einer Neigung 1 : 30 in der ersten Phase und einer Düne unmittelbar oberhalb des Ruhewasserspiegels in der zweiten Phase der Experimente (Abb. 31). Die Düne sollte dabei als obere Grenze für die Profil- und Riffentwicklung dienen und Erkenntnisse ihres Einflusses auf die hydro- und morphodynamischen Prozesse im Küstenprofil liefern (SÁNCHEZ-ARCILLA et al., 1994).

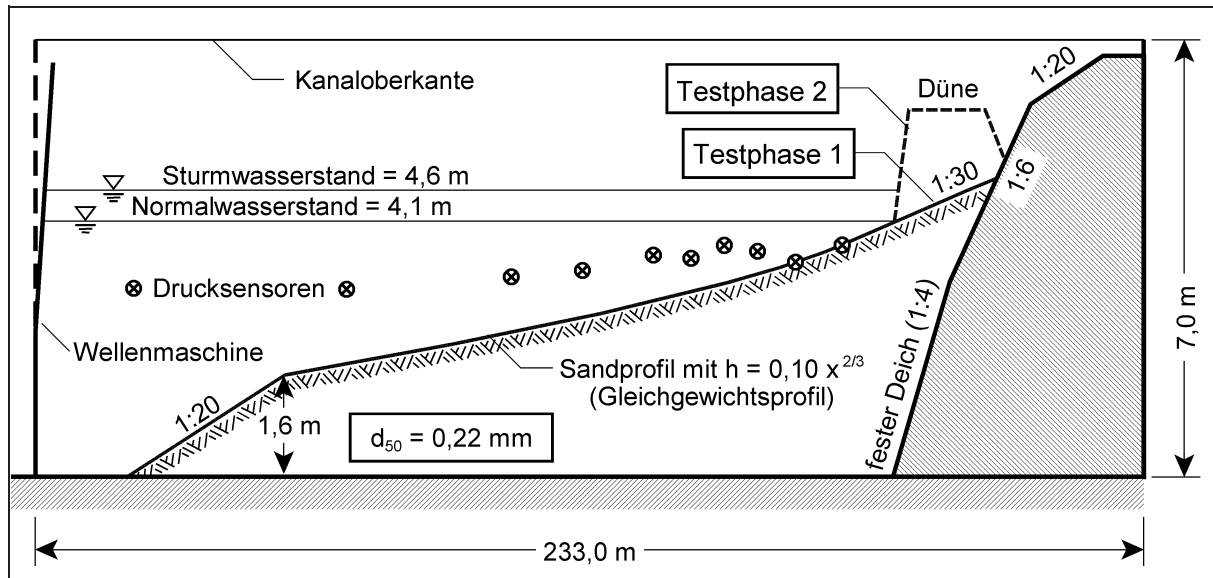


Abb. 31: Profilkonfiguration der LIP 11 D Experimente mit Positionen der Drucksensoren

Für das Strandprofil wurde ein relativ feiner Sand mit $d_{50} = 0,22 \text{ mm}$ gewählt, woraus sich ein Parameter $A = 0,10 \text{ m}^{1/3}$ für das Gleichgewichtsprofil nach Gl. (41) mit dem Formparameter $m = 2/3$ ergab. Aufgrund der Längenbeschränkung des Kanals wurde das Profil am seeseitigen Ende mit einer Neigung von 1 : 20 auf die Kanalsohle geführt (Abb. 31).

Die beiden Testphasen wurden in Testserien mit unterschiedlichen Wellenparametern unterteilt. Die jeweils erste Serie einer Testphase wurde unter leicht erosiven Seegangsbedingungen durchgeführt (Tab. 13). Während der zweiten Serie wurde der erosive Charakter durch eine Erhöhung der Wellen verstärkt und in der letzten Serie wurde ein landwärts gerichteter Sedimenttransport simuliert. Die zweite Testphase wurde durch eine zusätzlich eingefügte Serie mit einem erhöhten Wasserstand und stark erosiven Seegangsbedingungen erweitert.

Tab. 13: Versuchparameter der LIP 11 D Experimente (nach ROELVINK & RENIERS, 1995)

Testserie	Wellentyp	Wellenhöhe	Periode	Wassertiefe	Dauer	Anzahl Tests
		$H_{m0} \text{ [m]}$	$T_p \text{ [s]}$	$h \text{ [m]}$	[hh:mm]	[-]
1A	JONSWAP	0,90	5,0	4,10	12:00	12
1B	JONSWAP	1,40	5,0	4,10	18:00	18
1C	JONSWAP	0,60	8,0	4,10	13:00	13
2A	JONSWAP	0,90	5,0	4,10	12:00	12
2B	JONSWAP	1,40	5,0	4,10	12:00	12
2E	JONSWAP	1,40	5,0	4,60	18:00	18
2C	JONSWAP	0,60	8,0	4,10	21:00	18

3.3.3 Messtechnik und Datenerfassung

Die Vermessungen der Profile erfolgte entlang von drei Spuren in der Mitte des Kanals und jeweils im Abstand von 0,85 m von der rechten und der linken Kanalwand. Hierzu wurde ein Profilaufnehmer verwendet, der an der beweglichen Messbühne angebracht war. Er bestand aus einer senkrecht verschieblichen Metallstange, an dessen unterem Ende ein Echolot und ein beweglicher Ausleger mit einem kleinen Rad befestigt. Die Höhe der Messpunkte wurde softwaregestützt aus der vertikalen Position der Stange und dem Signal des Echolots (unterhalb des Wasserspiegels) bzw. dem Winkel des Auslegers (oberhalb des Wasserspiegels) bestimmt. Die Genauigkeit des Systems wird mit $\pm 0,2$ cm angegeben (ROELVINK & RENIERS, 1995). Die mit 25 Hz ermittelten Zeitreihen wurden anschließend in räumliche Raster mit einem horizontalen Intervall von 1 cm konvertiert und gesichert.

Für die Messung der Wasserspiegelauslenkung waren insgesamt zehn Drucksensoren mit einer Genauigkeit von 0,15 % auf einer Länge von 150 m fest installiert (Abb. 31). Zusätzlich waren entlang der Kanalwand fünf elektromagnetische Strömungssonden montiert, deren maximaler Fehler mit $\pm 0,02$ m/s angegeben wurde. Die Signale der Wellen- und Strömungsmessungen wurden mit einer Taktrate von 10 Hz aufgenommen und vor der Datensicherung auf eine Frequenz von 5 Hz gefiltert.

Unterhalb der beweglichen Messbühne waren jeweils in unterschiedlichen Wassertiefen fünf weitere elektromagnetische Strömungssonden, vier OBS-Sonden (vgl. Tab. 11) und zehn Ansaugrohre einer Abpumpeinrichtung für Suspensionsmessungen angebracht. Darüber hinaus war die Messbühne mit einem Wellendraht, einer Videokamera und einer Messeinrichtung zur Ermittlung des Sedimenttransportes an der Sohle ausgestattet. Einzelheiten zu den Messgeräten sowie Analysen der Versuchsergebnisse finden sich bei ROELVINK & RENIERS (1995).

3.4 Naturdaten der Station Warnemünde

Die nachfolgend beschriebenen Naturdaten, die im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit zur Einschätzung von Modelleffekten auf die Strandprofilentwicklung im Labor herangezogen werden, wurden im Rahmen des Forschungsvorhabens "Wirkungsweise von Einbauten in See" vor Warnemünde erfasst. Das interdisziplinäre Projekt wurde von Mai 1993 bis Oktober 1997 vom BMBF und dem KfKI¹⁾ unter dem Kennzeichen 515-3892-MTK-0546 B2 gefördert und gemeinsam vom LWI, dem GPI²⁾ und dem StAUN³⁾ Rostock bearbeitet. Hauptziel der Untersuchungen war die Erfassung der Wechselwirkung zwischen Holzpfahlbuhnen und der Küstenentwicklung in Abhängigkeit der veränderlichen meteorologischen und hydrodynamischen Einwirkungen an einer tidefreien, sandigen Brandungsküste (LWI et al., 1995).

3.4.1 Lage des Untersuchungsgebietes

Das Untersuchungsgebiet umfasste einen ca. 5 km langen Küstenabschnitt im Bereich von Warnemünde an der Mecklenburger Bucht in der westlichen Ostsee (Abb. 32). Innerhalb dieses Bereiches, der durch einen mittleren Korndurchmesser d_{50} von ca. 0,3 mm gekennzeichnet ist (LWI et al., 1994), wurde von 1990 bis 1992 auf einer Länge von 1400 m ein Buhnenfeld aus einreihigen Holzpfahlbuhnen mit 17 unterschiedlich dicht geschlagenen Pfahl-

¹⁾ KfKI - Kuratorium für Küsteningenieurwesen

²⁾ GPI - Geologisch-Paläontologisches Institut der Christian-Albrechts-Universität Kiel

³⁾ StAUN - Staatliches Amt für Umwelt und Natur

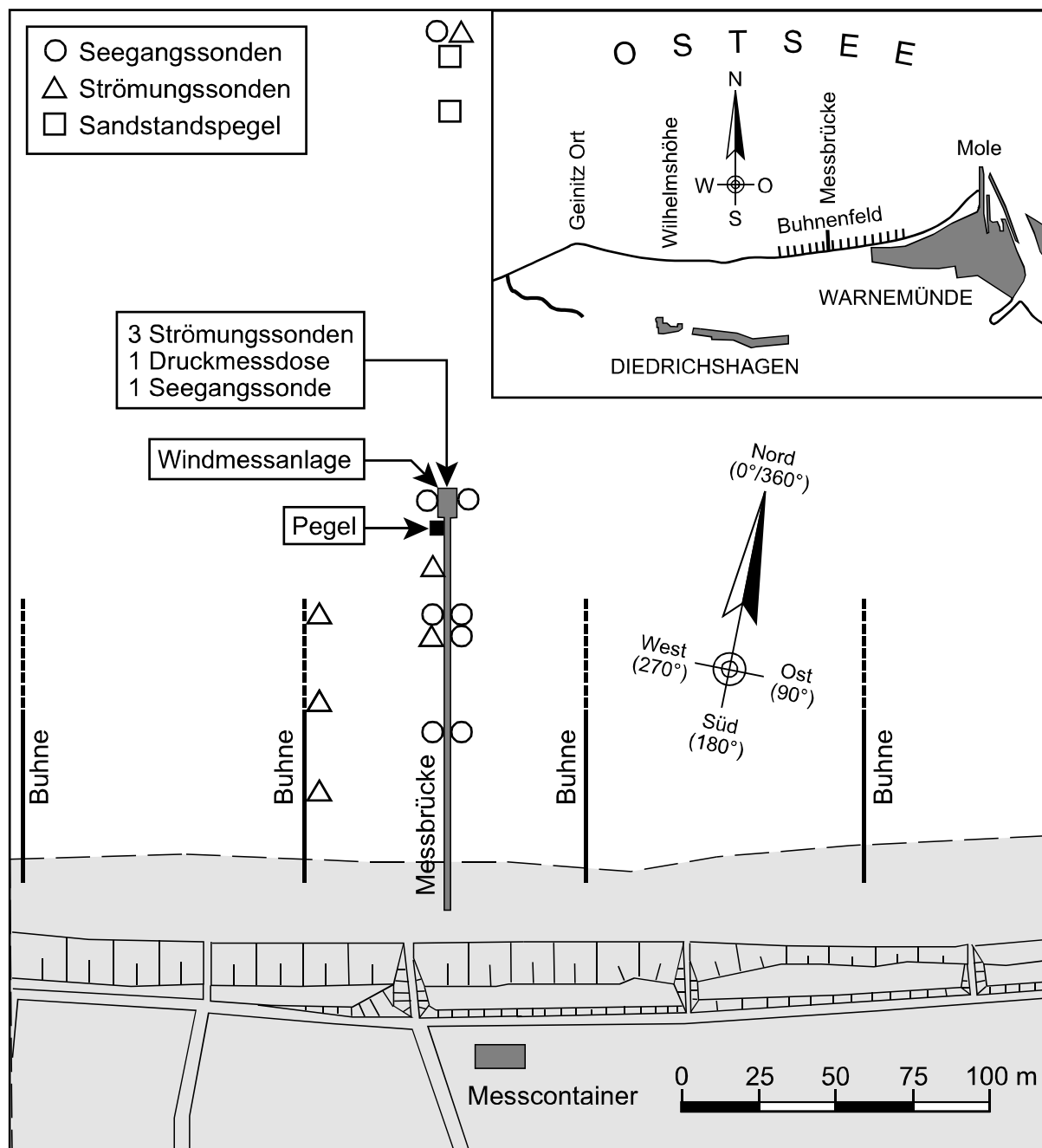


Abb. 32: Lage des Untersuchungsgebietes vor Warnemünde im Oktober 1993 und Positionierung der Messgeräte (modifiziert nach TRAMPENAU, 2000)

buhnen installiert. Die Küstenlinie verläuft in diesem Strandabschnitt von 262° nach 82° , wobei der Winkel von 0° durch die Richtung Nord definiert ist. In der Mitte des Buhnenfeldes befand sich eine 130 m lange Messbrücke, entlang derer sowohl Profilvermessungen als auch hydrologische und meteorologische Messungen vorgenommen wurden.

3.4.2 Messtechnik und Datenerfassung

Während des Projektes wurde sowohl die Entwicklung der Küstenmorphologie als auch die einwirkende Hydrodynamik messtechnisch erfasst. Abb. 32 zeigt die Positionen, an denen die verschiedenen Messgeräte eingebaut waren.

Zur kontinuierlichen Erfassung lokaler morphologischer Veränderungen waren drei Sandstandspegel seewärts der Messbrücke eingesetzt, deren Daten im Projekt aufgrund von Auskolkungen jedoch nicht verwertet wurden. Zusätzlich wurden in den Bühnenfeldern in regelmäßigen Abständen von ca. zwei Monaten 18 Strandprofile mit Längen von 400 und 1000 m aufgenommen. Diese Vermessungen wurden als kombinierte Land- und Seevermessungen durchgeführt. Der maximale vertikale Fehler der mittels Echolotung durchgeführten Seevermessung kann mit ± 5 cm abgeschätzt werden (LWI et al., 1994). Darüber hinaus wurde vom StAUN Rostock bereits seit 1989 wöchentlich per Handlotung ein Strandprofil über eine Länge von 150 m entlang der Messbrücke aufgemessen.

Zur Erfassung von Wasserstand und Seegang waren an der Messbrücke ein Schwimmerpegel, eine Druckmessdose und acht Stufensonden mit einer vertikalen Schrittweite von 3 cm installiert. Eine weitere Seegangssonde war in seewärtiger Verlängerung 150 m vor dem Brückenkopf eingebaut. Im zentralen Bühnenfeld waren neun Strömungssonden angebracht. Am Brückenkopf befand sich eine Messanlage zur Erfassung von Windstärke und -richtung.

Die Messungen aller Parameter wurden mit einer Abtastrate von 5 Hz durchgeführt, wobei in zeitlichen Intervallen von 30 s gleitende Mittelwerte über 90 s gespeichert wurden. Für die weitere Auswertung wurden die Wind- und Wasserstandsaufzeichnungen derart gefiltert, dass jeweils vier Werte zu einem Mittelwert über sechs Minuten zusammengefasst wurden. Die charakteristischen Strömungs- und Seegangparameter wurden aus der Analyse der zusätzlich, alle zwei Stunden über 15 Minuten gesicherten Rohdaten sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich ermittelt.

Neben der festinstallierten Messkette fanden im Untersuchungszeitraum Messkampagnen zur Ergänzung des Datenarchives statt. Diese Messungen umfassten z.B. Suspensionsmessungen, ergänzende Strömungs- und Tracermessungen sowie sedimentologische Analysen. Einzelheiten hierzu finden sich u.a. in den Zwischenberichten zum Forschungsvorhaben (LWI et al., 1994 und 1995) und bei TRAMPENAU (2000).

4. Analyse der hydrodynamischen Daten

Die Analyse verfügbarer Daten aus großmaßstäblichen Experimenten zielt in erster Linie auf die Erarbeitung von Empfehlungen hinsichtlich der zeitlichen und räumlichen Erfassung der veränderlichen hydrodynamischen Parameter über dem Strandprofil. Schwerpunkte sind (i) die Optimierung der Messfrequenz, (ii) die Überprüfung bekannter Brechkriterien und (iii) die Diskussion von Berechnungsansätzen zur Bestimmung der Wellenauflaufhöhe.

Als Datengrundlage dienen stellvertretend für weitere hydrodynamische Parameter die Rohdaten der während der SAFE-Experimente (Abschnitt 3.1) aufgezeichneten Wasserspiegelauslenkungen. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Wellenperiode auf den Brechpunkt werden ergänzend charakteristische Wellenparameter der 1993 im GWK durchgeführten "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" (Abschnitt 3.2) herangezogen.

In Abb. 33 sind die für die Datenanalysen definierten Koordinatensysteme zusammengestellt und die daraus bestimmten maßgeblichen Parameter sowie deren Verläufe qualitativ skizziert.

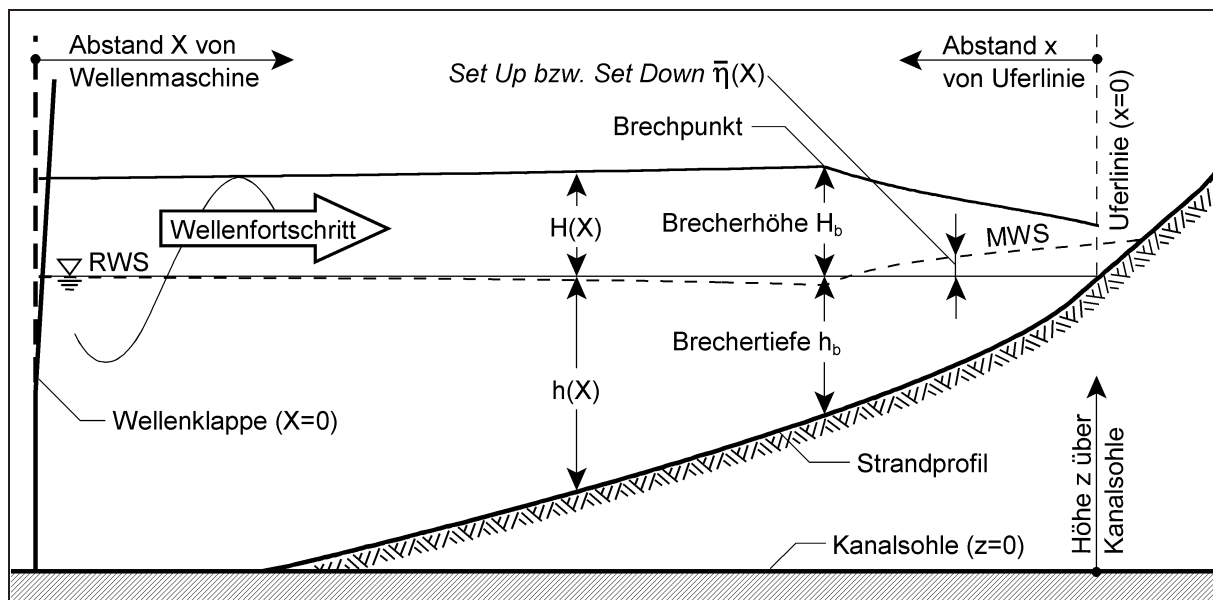


Abb. 33: Definierte Koordinatensysteme und maßgebliche Parameter für die Datenanalyse

4.1 Optimierung der Messfrequenz

Die Weiterentwicklung der Messgeräte und Datenerfassungssysteme ermöglicht es heute, hydrodynamische Daten mit Frequenzen von mehreren kHz aufzunehmen. Die Aufzeichnung, Archivierung und Auswertung der Messdaten in einer derart hohen Dichte stellt jedoch unnötig hohe Anforderungen an die Hard- und Software. Besonders nachteilig wirkt sich dies bei einer Bereitstellung der Daten für externe Nutzer im Internet aus, da die Übertragungsgeschwindigkeiten vergleichsweise gering und Speicherkapazitäten begrenzt bzw. teuer sind. In diesem Falle ist eine Reduzierung der Messwerte erforderlich. Am Beispiel der Messungen der Wasserspiegelauslenkung und der daraus bestimmten Wellenparameter der SAFE-Experimente wird nachgewiesen, dass sehr hohe Taktfrequenzen - abhängig vom Zweck der durchgeführten Untersuchungen - nicht zwingend notwendig sind. Abb. 34 skizziert die hierfür verfolgte Vorgehensweise.

Als Grundlage für die Analyse zur Reduzierung der Datenmengen dienen die 15 Versuche der Serie H2 sowie vier weitere Versuche der Testserien A9 und C2, die jeweils für Sturmflut-

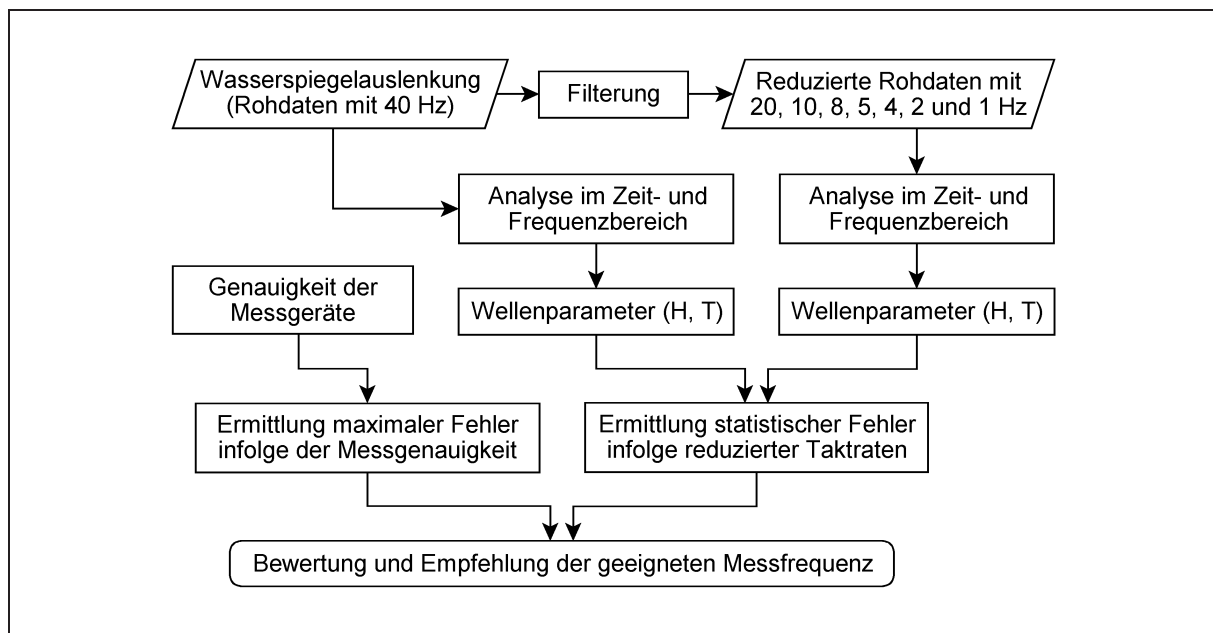


Abb. 34: Vorgehensweise bei der Optimierung der Taktfrequenz für Wellenmessungen

bedingungen durchgeführt wurden (Tab. 9). Zur Simulation unterschiedlicher Messfrequenzen werden die mit 40 Hz gemessenen Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung $\eta(t)$ gefiltert, so dass Rohdaten mit acht Frequenzen zwischen 1 und 40 Hz zur Verfügung stehen (Abb. 34). Diese werden innerhalb eines definierten 15-minütigen Zeitfensters (entsprechend der Wiederholungszeit des eingesteuerten Spektrums; Abb. 35) einer Analyse im Zeitbereich nach dem Nulldurchgangsverfahren (*Zero Down Crossing*) und im Frequenzbereich unterzogen.

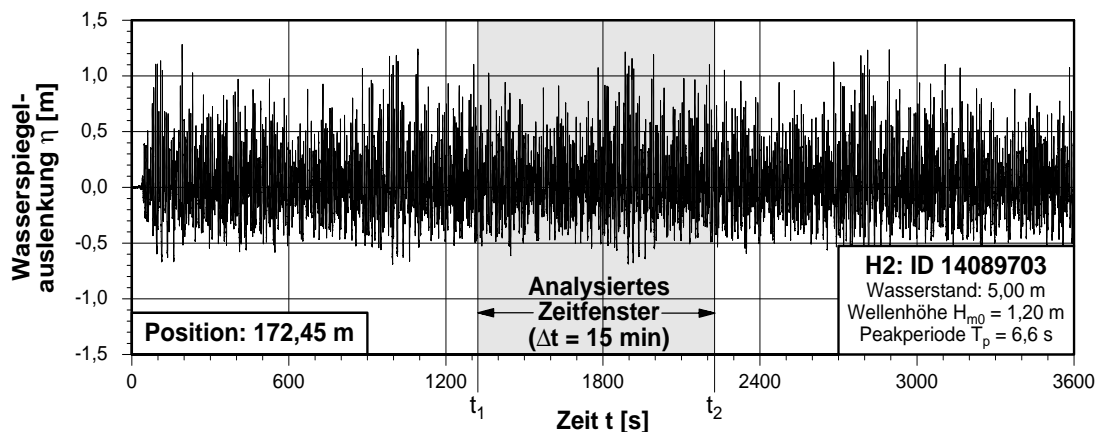


Abb. 35: Zeitfenster für die Ermittlung der charakteristischen Wellenparameter

Aus den auf Plausibilität überprüften Wellenparametern werden Standardabweichungen σ und mittlere relative Fehler δ (Berechnung s. Anlage B) zu Referenzwerten der mit 40 Hz durchgeführten Messung bestimmt. Für die abschließende Gegenüberstellung und Bewertung wird zusätzlich ein maximaler Fehler, der sich aus der Messgenauigkeit der verwendeten Wellenpegel ergeben kann, als Entscheidungshilfe herangezogen.

Die vertikale Genauigkeit von $\Delta\eta = \pm 10$ mm (Abschnitt 3.1.3) der Seegangsmessung kann zu Abweichungen bei der Bestimmung des Wellenberges und des Wellentales führen. Der

mögliche Fehler summiert sich und führt in der Wellenhöhe zu einer Unsicherheit bis zu $\Delta H = 2 \Delta \eta = \pm 20 \text{ mm}$. Bezogen auf die außerhalb der Brandungszone bestimmte mittlere Wellenhöhe $H_m \approx 0,8 \text{ m}$ entspricht dies einem relativen Fehler $\delta_H \approx 2,5 \%$. In der Brandungszone reicht der Fehler von $\delta_H = 2,2$ bis $3,4 \%$.

Der Einfluss der Messgenauigkeit kann sich auch auf die Nulldurchgänge und damit auf die Perioden einzelner Wellen auswirken. Die charakteristischen Wellenperioden über die Dauer des analysierten 15-minütigen Zeitfensters werden jedoch kaum beeinflusst, da diese z.B. im Zeitbereich aus Mittelwerten vieler Wellen bestimmt werden. Lediglich das Nichterfassen von Nulldurchgängen bewirkt eine Veränderung der charakteristischen Wellenperioden.

Abb. 36 zeigt beispielhaft die Variation der aus drei Messfrequenzen resultierenden Parameter H_m , T_m , H_{m0} und T_{m01} über dem Strandprofil. Die aus der Frequenzbereichsanalyse ermittelten Parameter reagieren dabei unempfindlicher auf eine Verringerung der Abtastrate, da die Wellen bei dieser Analysetechnik nicht durch ihre Nulldurchgänge definiert werden.

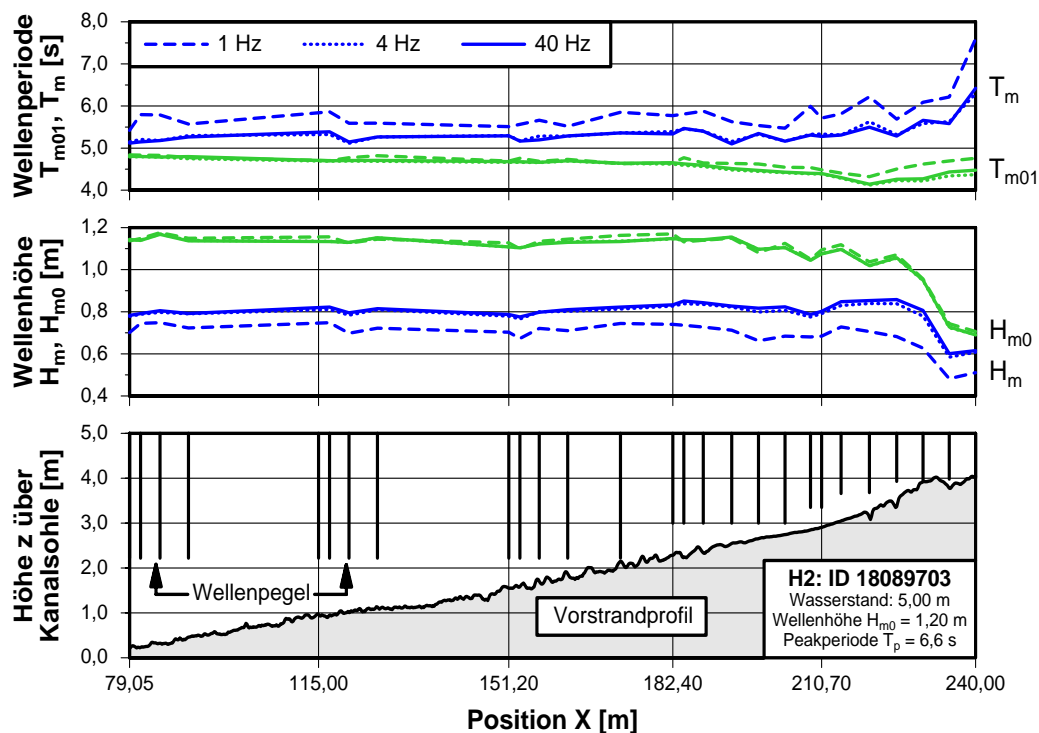


Abb. 36: Veränderung der Parameter H_m , T_m , H_{m0} und T_{m01} infolge verschiedener Messtakte

Der Einfluss der Messfrequenz auf die Zeitbereichsparameter zeigt sich z.B. darin, dass (i) die Wellenhöhe H_m mit abnehmender Taktfrequenz unterschätzt und (ii) die mittlere Periode T_m überschätzt wird. Die Ursachen hierfür sind darin zu sehen, dass infolge der längeren Intervalle zwischen den Messwerten (i) die Wellenberge und -täler nicht exakt erfasst werden und (ii) die Nulldurchgänge sehr kleiner Wellen z.T. nicht berücksichtigt werden.

Bis zu einer Frequenz von ca. 8 Hz führt die Reduzierung der Taktrate jedoch nicht zu nennenswerten Fehlern der Zeitbereichsparameter (Abb. 37 und Abb. 38). Bei 8 Hz sind die Standardabweichungen der Wellenhöhen H_m , $H_{1/3}$ und $H_{1/10}$ mit $\sigma_H = 7$ bis 12 mm (Tab. 14) noch deutlich geringer als der mögliche Fehler $\Delta H = \pm 20 \text{ mm}$ aus der Messgenauigkeit der Wellendrähte. Die zugehörigen mittleren relativen Fehler δ_H liegen zwischen 0,5 und 0,6 %. Die Fehler der Perioden T_m , $T_{H1/3}$ und $T_{H1/10}$ sind mit $\delta_T = 0,8$ bis $1,1 \%$ nur geringfügig höher.

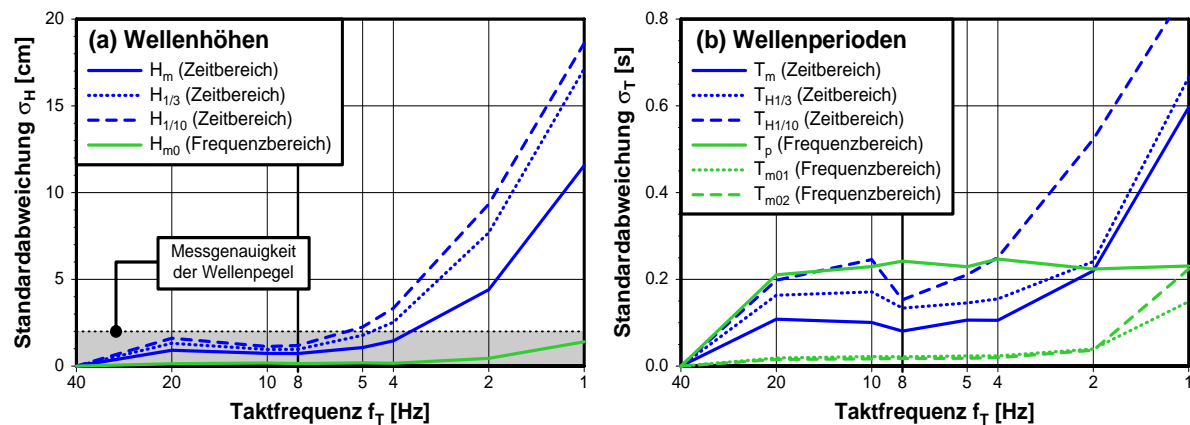


Abb. 37: Standardabweichungen charakteristischer Wellenparameter bei simulierten Taktraten von 1 bis 40 Hz (zur Referenzmessung mit 40 Hz)

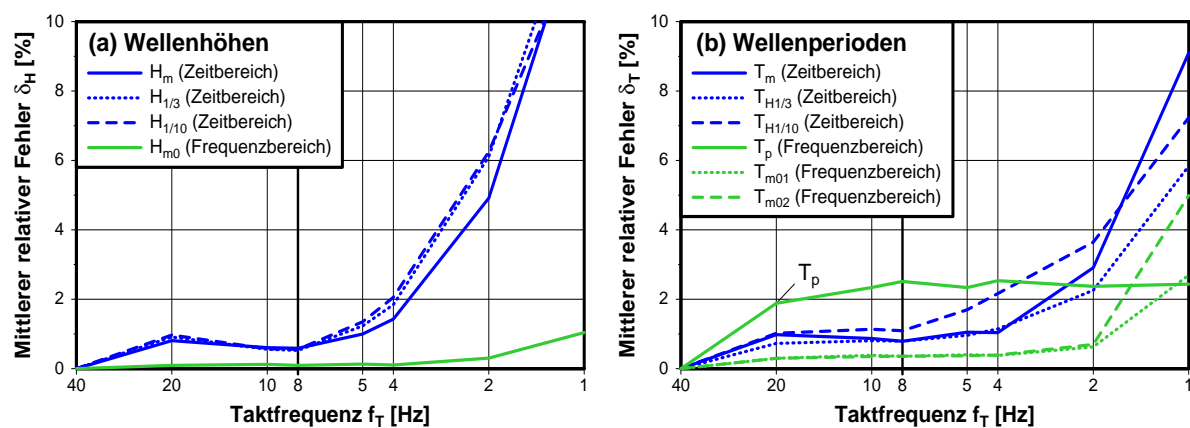


Abb. 38: Mittlere relative Fehler charakteristischer Wellenparameter bei simulierten Taktraten von 1 bis 40 Hz (zur Referenzmessung mit 40 Hz)

Tab. 14: Standardabweichungen und mittlere relative Fehler charakteristischer Wellenparameter bei einer Messfrequenz von 8 Hz (zur Referenzmessung mit 40 Hz)

Parameter	Analysetechnik	Standardabweichung	mittl. rel. Fehler
		σ_H [mm], σ_T [s]	δ_H , δ_T [%]
H_m	Zeitbereich	7,3 mm	0,59
$H_{1/3}$	Zeitbereich	9,7 mm	0,53
$H_{1/10}$	Zeitbereich	11,9 mm	0,56
H_{m0}	Frequenzbereich	1,5 mm	0,10
T_m	Zeitbereich	0,08 s	0,79
$T_{H1/3}$	Zeitbereich	0,13 s	0,79
$T_{H1/10}$	Zeitbereich	0,15 s	1,09
T_p	Frequenzbereich	0,24 s	2,51
T_{m01}	Frequenzbereich	0,02 s	0,36
T_{m02}	Frequenzbereich	0,02 s	0,36

Die Parameter aus der Frequenzbereichsanalyse unterscheiden sich selbst bei einer Messfrequenz von 2 Hz kaum von den Referenzwerten der mit 40 Hz durchgeführten Messung. So reicht z.B. der Fehler bei der Bestimmung der signifikanten Wellenhöhe H_{m0} mit $\delta_H = 0,3 \%$ nicht annähernd an mögliche Messfehler heran. Auch die Abweichungen der Perioden T_{m01} und T_{m02} sind mit jeweils $\delta_T = 0,6 \%$ nur unwesentlich höher. Lediglich die Peakperiode T_p weist bereits bei einer Frequenz von 20 Hz einen Fehler $\delta_T \approx 2 \%$ auf (Abb. 38b). Streuungen dieser Größenordnung sind im Unterschied zu den übrigen betrachteten Parametern aber auch bei gleicher Taktfrequenz an benachbarten Wellenpegeln festzustellen. Das deutet darauf hin, dass diese Fehler nicht in erster Linie auf die Verringerung der Taktrate, sondern auf Unsicherheiten bei der Berechnung von T_p (vgl. EAK, 2002) zurückzuführen sind.

Aus den Ergebnissen lässt sich schlussfolgern, dass für großmaßstäbliche Laboruntersuchungen zum Strandverhalten unter Sturmflutbedingungen ein Messtakt von 8 Hz zur Erfassung der hydrodynamischen Veränderungen ausreichend ist. Während der SAFE-Experimente fielen bei einer Messfrequenz von 40 Hz und einer Datenauflösung von 16 Bit über 273 Versuchsstunden pro Sensor 75 MByte binärer Rohdaten an. Dies entspricht für die fest installierten Messgeräte (27 Wellenpegel, 2 Strömungssonden und 12 Drucksensoren; vgl. Tab. 11) einer Datenmenge von etwa 3,0 GByte. Bei einer Taktrate von 8 Hz und einer damit verbundenen 80-prozentigen Einsparung wären es lediglich 0,6 GByte bzw. 615 MByte gewesen.

Bei Einsteuerung abweichender Wellenperioden wäre, basierend auf der für die analysierten Tests bestimmten mittleren Periode $T_m \approx 5$ s, eine Taktfrequenz von etwa $1/40$ der mittleren Wellenperiode T_m erforderlich. Da keine Rohdaten von Experimenten mit abweichenden Perioden für die weiterreichende Analyse vorliegen, ist es jedoch nicht möglich, die Allgemeingültigkeit dieser Empfehlung nachzuweisen.

4.2 Bestimmung des Brechpunktes

Die Lage des Brechpunktes und der äußeren Brandungszone über dem Strandprofil ist maßgebend für die sinnvolle Positionierung der Messinstrumente zur Erfassung der hydrodynamischen Parameter, da der Wasserstand und die Wellenparameter sich an diesem Bereich am stärksten verändern. Daher ist eine möglichst exakte Vorhersage des Brechpunktes in Abhängigkeit von dem sich ständig verändernden Strandprofil anzustreben.

Für die Überprüfung der aus der Schrifttumsanalyse bekannten Brechkriterien (Tab. 2) werden die Messwerte der unter regelmäßigen Wellen durchgeführten Versuchsserien A1 bis A5 der SAFE-Experimente (Tab. 9) und T0 bis T2 der "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" (Tab. 12) herangezogen. Diese Daten ermöglichen aufgrund gleichbleibender Ausgangswellenhöhen und -perioden - im Vergleich zu den Messungen der mit Wellenspektren durchgeführten Versuche - eine einfachere und präzisere Festlegung des Brechpunktes. Die Übertragbarkeit auf Versuche mit unregelmäßigem Seegang bleibt dennoch gewährleistet, da das Brechverhalten der höchsten Wellen eines Spektrums entscheidend für die Positionierung der Messgeräte ist.

In einem ersten Schritt wird zunächst der tatsächliche Brechpunkt aus den Versuchsdaten bestimmt, wobei eine möglichst praktikable, automatisierte Festlegung angestrebt wird. Im Schrifttum angegebene Definitionen (vgl. Abschnitt 2.2.2.2) eignen sich dafür nur bedingt. So wird z.B. eine senkrechte Wellenfront, über die BASCO (1985) oder SMITH & KRAUS (1990) den Brechpunkt definieren, nur durch zeitintensive Videoauswertungen erkannt. Zweckmäßiger ist die Festlegung über hydrodynamische, morphologische oder kombinierte, dimensionslose Kennwerte, die aus den Messdaten errechnet werden können.

In einem zweiten Schritt werden die Wellenhöhen am Brechpunkt unter Verwendung der bekannten Kriterien (Tab. 2) aus hydrodynamischen und morphologischen Daten berechnet und den zuvor bestimmten Brecherhöhen gegenübergestellt. Dabei wird eine Anpassung der in diesen Kriterien verwendeten Konstanten sowie die Ableitung und Überprüfung eines eigenen Ansatzes zur Bestimmung des Brechpunktes angestrebt.

4.2.1 Bestimmung des Brechpunktes aus Versuchsdaten

Die in Abb. 39 dargestellte Vorgehensweise für die Erarbeitung einer Methodik zur automatisierten Bestimmung des Brechpunktes aus vorhandenen Messdaten lässt sich in drei Arbeitsphasen unterteilen:

- (i) die Bestimmung relevanter morphologischer Parameter über einem zeitlich und räumlich gemittelten Strandprofil,
- (ii) die Bestimmung von Wellenparametern im Tiefwasser und an den Wellenpegeln im Hinblick auf eine "visuelle" Ermittlung des Brechpunktes,
- (iii) die Bewertung und Empfehlung geeigneter Kennwerte zur automatisierten Bestimmung des Brechpunktes unter Heranziehung der "visuell" festgelegten Brechpunkte.

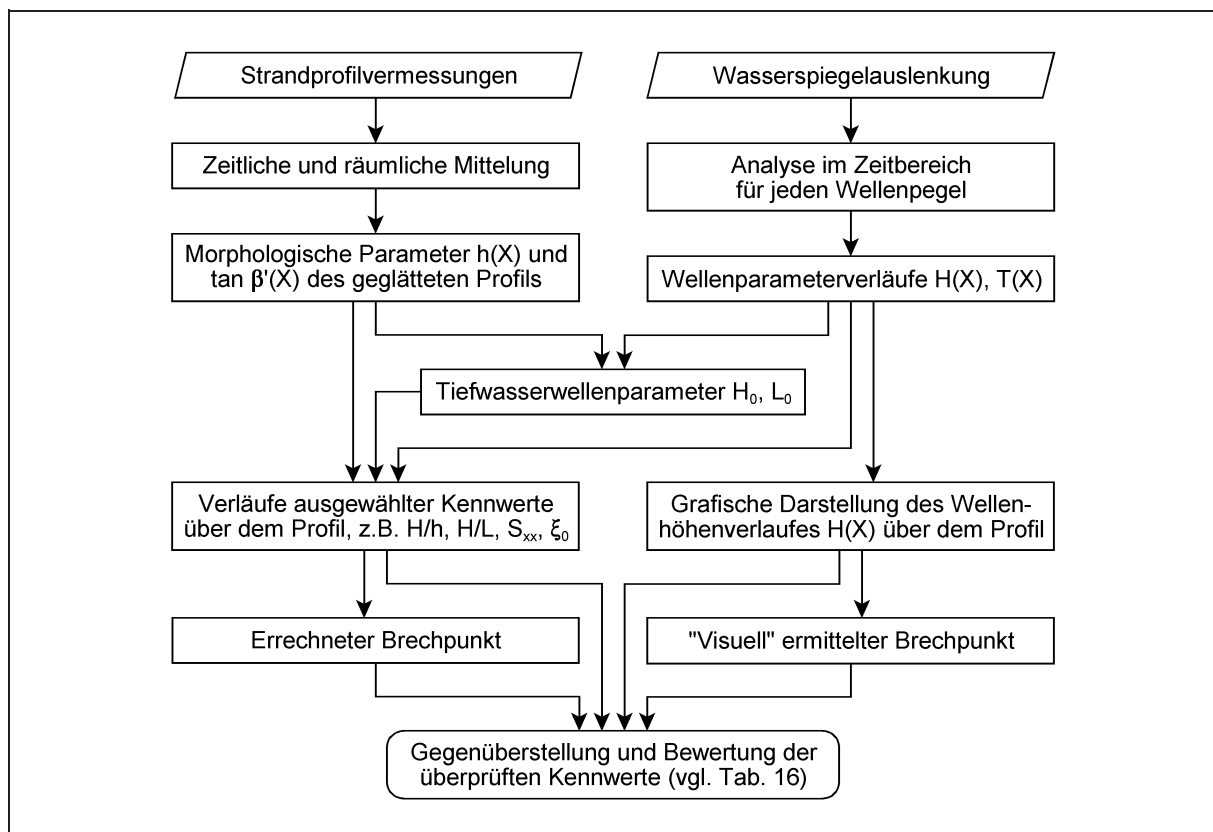


Abb. 39: Vorgehensweise bei der Erarbeitung einer Methode zur automatisierten Bestimmung des Brechpunktes unter Verwendung von Labormessdaten

4.2.1.1 Morphologische Parameter über dem mittleren Strandprofil

Um die Strandprofilaufnahmen den hydrodynamischen Messwerten zeitlich zuordnen zu können, wird zunächst ein mittleres Strandprofil $z(X, t_m)$ für den Zeitpunkt $t_m = 0,5 (t_1 + t_2)$ in der Mitte des für die Wellenanalyse verwendeten Zeitfensters (vgl. Abb. 35) bestimmt. Hierzu

wird für jede horizontale Position X des Strandprofils eine lineare Interpolation zwischen den gemessenen Höhen vor und nach dem betrachteten Einzelversuch durchgeführt:

$$z(X, t_m) = z(X, 0) + \left(z(X, t_{\text{ges}}) - z(X, 0) \right) \frac{(t_1 + t_2)}{2t_{\text{ges}}} \quad (51)$$

mit t_{ges} = Dauer des betrachteten Einzelversuches

Gleichzeitig werden die Profile einer Glättung unterzogen, um einen zu starken Einfluss lokal begrenzter, starker Veränderungen der Sohle (z.B. durch Riffel) auf Neigung und Wassertiefe auszuschließen. Diese ist erforderlich, da die morphologischen Verhältnisse über eine Strecke, die länger als die horizontale Auflösung $\Delta x_0 = 2,5$ cm der Profilaufnahmen ist (vgl. Tab. 11), für das Brechen der Wellen maßgeblich sind. Abb. 40 zeigt, dass hierfür ein gleitender Mittelwert der gemessenen Höhen über eine Strecke von $\Delta X = 2,0$ m empfohlen werden kann. Dadurch ist gewährleistet, dass feine Riffelstrukturen weitgehend geglättet werden (z.B. nicht der Fall bei $\Delta X = 1,0$ m), die Höhe des Riffes aber nicht entscheidend verringert wird (z.B. nicht der Fall für $\Delta X = 5,0$ m).

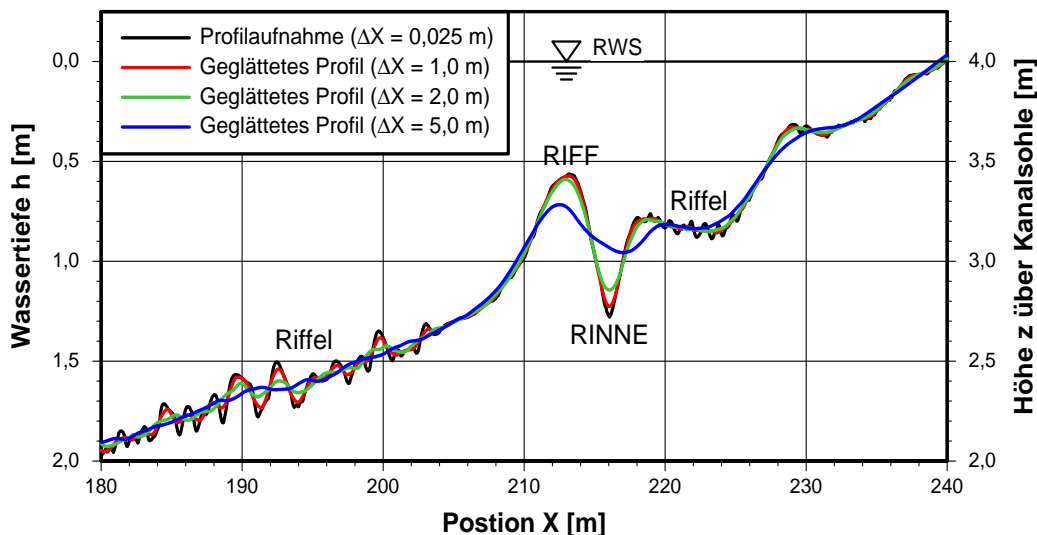


Abb. 40: Glättung eines Vorstrandprofils im Bereich des Riffes unter Verwendung eines gleitenden Mittelwertes über verschiedene horizontale Strecken ΔX

Für das zeitlich und räumlich gemittelte Strandprofil werden die relevanten morphologischen Parameter bestimmt. Neben der lokalen Wassertiefe $h(X)$ ist dies die wirksame Vorstrandneigung $\tan \beta'(X)$. Hierfür wird das von IZUMIYA & ISOBE (1986) für den Brechpunkt entwickelte Verfahren auf die betrachteten Positionen der Wellenpegel übertragen. Nach IZUMIYA & ISOBE (1986) errechnet sich die wirksame Neigung $\tan \beta'_b$ zwischen Brechpunkt und einem Punkt an der Sohle in einer seewärtigen Entfernung ΔX , die der fünffachen Wassertiefe h_b entspricht (Abb. 41a). Beim Brechen über einem Riff wird diese Entfernung durch das Fünffache der minimalen Wassertiefe h_{\min} über dem Riff ersetzt (Abb. 41b).

4.2.1.2 Wellenparameter über dem Strandprofil und im Tiefwasser

Zur Bestimmung der Wellenhöhen $H(X)$ und -perioden $T(X)$ an den Wellenpegeln wird im Zeitfenster zwischen t_1 und t_2 (Abb. 35) eine Analyse im Zeitbereich durchgeführt. Die auf diese Weise ermittelte Veränderung der Wellenhöhe $H(X)$ über dem Strandprofil dient als

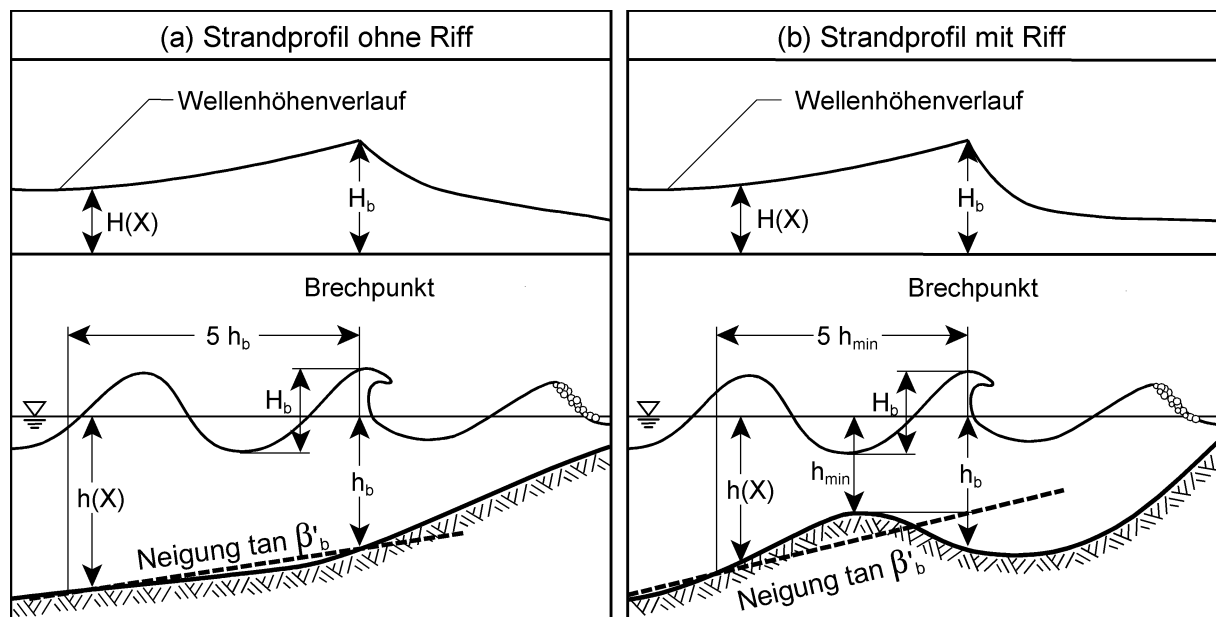


Abb. 41: Definition von Wassertiefen h , Wellenhöhen H und der für das Wellenbrechen wirksamen Neigung $\tan \beta'$ nach dem Verfahren von IZUMIYA & ISOBE (1986)

Grundlage für eine "visuelle" Bestimmung des Brechpunktes. Dabei wird die Position des Brechpunktes dort festgelegt, wo eine deutliche Abnahme der Wellenhöhe beginnt.

Das beschriebene Verfahren zur "visuellen" Festlegung des Brechpunktes lässt sich jedoch nicht auf sämtliche Versuche anwenden, da (i) die Wellenanalysen einiger Wellendröhte keine plausiblen Wellenhöhen und -perioden liefern, (ii) keine deutliche Verringerung der Wellenhöhe an einer Position erkennbar ist oder (iii) der Brechpunkt der Wellen so nah an der Uferlinie liegt, dass er mit den fest installierten Wellenpegeln nicht erfasst wird.

Von der erstgenannten Einschränkung sind insbesondere die Wellendröhte im Bereich der äußeren Brandungszone in Testserie T1 der "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" betroffen. Die Versuchsparameter dieser Serie ($H = 1,20$ m, $T = 10$ s; vgl. Tab. 12) führten zu ausgeprägten Sturzbrechern mit $\xi_0 > 1$, deren Spritzwasser vermutlich die Leitfähigkeitsmessungen der Wellenpegel beeinträchtigte. Daher sind lediglich drei Versuche dieser Testserie für die nachfolgenden Untersuchungen verwendbar, so dass die erwarteten Ergebnisse für derartige Verhältnisse nur eingeschränkt abgesichert sind.

Der letztgenannte Grund trifft in erster Linie auf die SAFE-Testserie A1 zu, da die vier landseitigsten Wellendröhte ab Position $X = 220$ m (Nr. 24 bis 27 in Abb. 28) bereits ca. 4 m oberhalb der Kanalsohle enden, die Wellen aufgrund ihrer geringen Wellenhöhe ($H = 0,50$ m) und des noch nicht ausgebildeten Riffes aber erst unmittelbar am Strand brechen. Insgesamt lässt sich der Brechpunkt jedoch für 37 der ausgewählten Versuche eindeutig definieren.

Da auch an der Wellenmaschine noch keine Tiefwasserbedingungen vorliegen, müssen neben lokalen Seegangparametern auch die in der Brecherkennzahl ξ nach Gl. (1) oder einigen Brechkriterien (Tab. 2) verwendeten Wellenhöhen H_0 und Wellenlängen L_0 im Tiefwasser durch Rückrechnung des *Shoaling* ermittelt werden. Hierfür ist die Lineare Wellentheorie ausreichend, da die Parameter sowohl im Tiefwasser ($H_0/L_0 \leq 0,04$; s. Tab. 15) als auch an der Wellenmaschine ($h/L_0 > 0,1$) in dem in Abb. 4 empfohlenen Anwendungsbereich liegen. Nur in der Testserie T1 der 1993 durchgeführten Untersuchungen ist die relative Wassertiefe an der Wellenmaschine mit $h/L_0 = 0,03$ niedriger. Aufgrund der geringen Wellensteilheit von

$H_0/L_0 = 0,007$ (Tab. 15) sind die aus der Lineare Theorie errechneten Tiefwasserwellenhöhen jedoch mit denen der Cnoidalen Theorie vergleichbar (vgl. MUTTRAY & OUMERACI, 2000).

Tab. 15: Versuchsparameter an der Wellenmaschine und zugehörige theoretische Seegangskennwerte im Tiefwasser für die analysierten Testserien mit regelmäßigen Wellen

Testserie	Parameter an der Wellenmaschine				im Tiefwasser		
	h [m]	H [m]	T [s]	L [m]	H_0 [m]	L_0 [m]	H_0/L_0 [-]
GWK 93 T0	4,50	1,20	5,0	29,2	1,30	39,0	0,033
GWK 93 T1	4,50	1,20	10,0	64,4	1,06	156,1	0,007
GWK 93 T2	4,50	1,20	5,0	29,2	1,30	39,0	0,033
SAFE A1	4,00	0,50	5,0	27,9	0,54	39,0	0,014
SAFE A2	4,00	0,75	5,0	27,9	0,81	39,0	0,021
SAFE A3	4,00	1,00	5,0	27,9	1,07	39,0	0,027
SAFE A4	5,00	0,80	5,0	30,3	0,87	39,0	0,022
SAFE A5	5,00	0,94	5,0	30,3	1,02	39,0	0,026

4.2.1.3 Bewertung und Diskussion

Aus den bislang ermittelten morphologischen Kennwerten $h(X)$ und $\tan \beta'(X)$ über dem Strandprofil, den Wellenparameterverläufen $H(X)$ und $T(X)$ sowie den Tiefwasserparametern H_0 und L_0 werden weitere dimensionslose Kennzahlen errechnet und auf ihre Eignung zur Bestimmung des Brechpunktes überprüft. Dabei wird der Brechpunkt an der Position definiert, an der die Verläufe der in Tab. 16 zusammengefassten Parameter ihr Maximum erreichen. Die auf diese Weise ermittelten Positionen werden den "visuell" festgelegten Brechpunkten gegenübergestellt und die Anzahl der Übereinstimmungen ermittelt (Tab. 16).

Es zeigt sich, dass die Brecherkennzahl ξ_m nach Gl. (1) - wie auch die in Tab. 16 nicht aufgelisteten ξ_b und ξ_v nach Gl. (2) - aufgrund ihrer geringen Übereinstimmung von 19 % als Kriterium für die Bestimmung des Brechpunktes ebenso wenig geeignet ist wie ξ_0 mit 43 %. Auch das Maximum der Wellenhöhe H ist als alleiniger Richtwert nicht ausreichend, da see-seitig des Brechpunktes bereits geringe Veränderungen der Wellenhöhe zu einer ungenauen Definition führen. Das gilt auch für den *Radiation Stress* S_{xx} , da die Wellenhöhe den Haupteinfluss in seiner Berechnung darstellt.

Eine mit jeweils 89 % erheblich bessere Übereinstimmung mit dem "visuell" festgelegten Brechpunkt wird durch die Definition über das Maximum der relativen Wellenhöhe H/h und das Verhältnis von horizontaler Orbitalgeschwindigkeit am Wellenberg zur Wellengeschwindigkeit u_{ob}/c erreicht. Die hohe Anzahl der Übereinstimmungen reicht als alleiniges Kriterium zur Beurteilung der Parameter jedoch nicht aus. Das zeigt sich darin, dass das Verhältnis H/h beim Einlaufen der Wellen über einer flachen Berme bei einer lokal begrenzten Vergrößerung der Wassertiefe bereits kurz vor dem Brechpunkt sein Maximum erreichen kann (Abb. 42a). Dagegen ist an einem Riff auch nach dem Brechen ein Anstieg der relativen Wellenhöhe H/h infolge der gleichzeitigen Abnahme von Wellenhöhe und Wassertiefe möglich (Abb. 42b). Dies gilt in gleichem Maße für u_{ob}/c , da im Bereich des Brechpunktes ein annähernd linearer Zusammenhang zur relativen Wellenhöhe H/h besteht (vgl. KAMPHUIS, 1991b).

Tab. 16: Anzahl der Übereinstimmungen der Maxima unterschiedlicher Kennwerte über dem Strandprofil mit "visuell" festgelegten Brechpunkten

Testserie	Anzahl Tests	Anzahl der Übereinstimmungen						
		H	H/h	$u_{ob}/c^a)$	H/L	$S_{xx}^a)$	$\xi_m^{b)}$	$\xi_0^{b)}$
T0	13	9	11	11	12	9	0	2
T1	3	2	3	3	3	2	1	1
T2	2	2	1	1	1	2	1	1
A1	0	-	-	-	-	-	-	-
A2	5	3	5	5	5	3	1	2
A3	4	1	4	4	4	2	0	2
A4	5	5	4	4	5	5	0	3
A5	5	5	5	5	5	5	4	5
Gesamt	37 100 %	27 73 %	33 89 %	33 89 %	35 95 %	28 76 %	7 19 %	16 43 %

^{a)} Berechnung aus Linearer Wellentheorie (siehe Anlage A) ^{b)} Berechnung nach Gl. (1)

Die mit 95 % höchste Trefferquote wird durch die Definition des Brechpunktes über die Wellensteilheit H/L erzielt. Lediglich bei den in Abb. 42 dargestellten Versuchen deckt sich der errechnete nicht mit dem definierten Brechpunkt. Zugleich soll Abb. 42 aber auch die Subjektivität bei der "visuellen" Festlegung des Brechpunktes belegen. Für die dargestellten Tests mit jeweils ca. 15 m breiten Zonen der Wellenhöhenabnahme hätte der Brechpunkt genauso gut am nächsten seewärts (Abb. 42a) oder landwärts (Abb. 42b) gelegenen Wellenpegel definiert werden können. Somit hätte das Maximum der Wellensteilheit H/L auch in diesen Versuchen zu einer Übereinstimmung und damit zu einer Gesamttrefferquote von 100 % geführt.

Diese Ergebnisse verdeutlichen, dass die Bestimmung des Brechpunktes aus Messdaten durchgeführter Modellversuche mit guter Übereinstimmung möglich ist. Eine plausible Abschätzung des Brechpunktes im Vorfeld der Versuche, wie sie im folgenden Abschnitt 4.2.2 angestrebt wird, scheint unter Heranziehung dieser Parameter jedoch fraglich. Das zeigt sich z.B. darin, dass trotz gleicher hydrodynamischer Eingangsparameter weder die Wellensteilheit H/L noch die relative Wellenhöhe H/h annähernd konstante Werte am definierten Brechpunkt erreicht (vgl. Abb. 42). Untermuert wird dies durch die Zusammenstellung der wichtigsten Parameter an den Positionen der "visuell" festgelegte Brechpunkte aller analysierten Einzelversuche in Tab. 17. Die Wellensteilheit H_b/L_b nimmt Werte zwischen 0,058 und 0,109 an, während der Brecherindex $\kappa = H_b/h_b$ sogar von 0,68 bis 1,95 variiert. Insbesondere Wellen mit Perioden $T = 10$ s (Testserie T1) führen zu einem Index $\kappa > 1,9$, der deutlich höher ist als die in Abschnitt 2.2.2.2 angegebenen theoretischen und beobachteten Werte bis maximal $\kappa \approx 1,35$.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Position des Brechpunktes nicht allein durch Wellenhöhe und Wassertiefe bestimmt wird. Ein zusätzlicher Einfluss der Wellenperiode auf das Brechverhalten ist deutlich erkennbar. Dies kann bei der rechnergestützten Bestimmung des Brechpunktes aus Messdaten berücksichtigt werden, indem die Wellensteilheit H/L als maßgeblicher Parameter herangezogen wird. Hierdurch wird für die analysierten Versuchsbedingungen eine annähernd perfekte Übereinstimmung mit dem "visuell" festgelegten Brechpunkt erzielt.

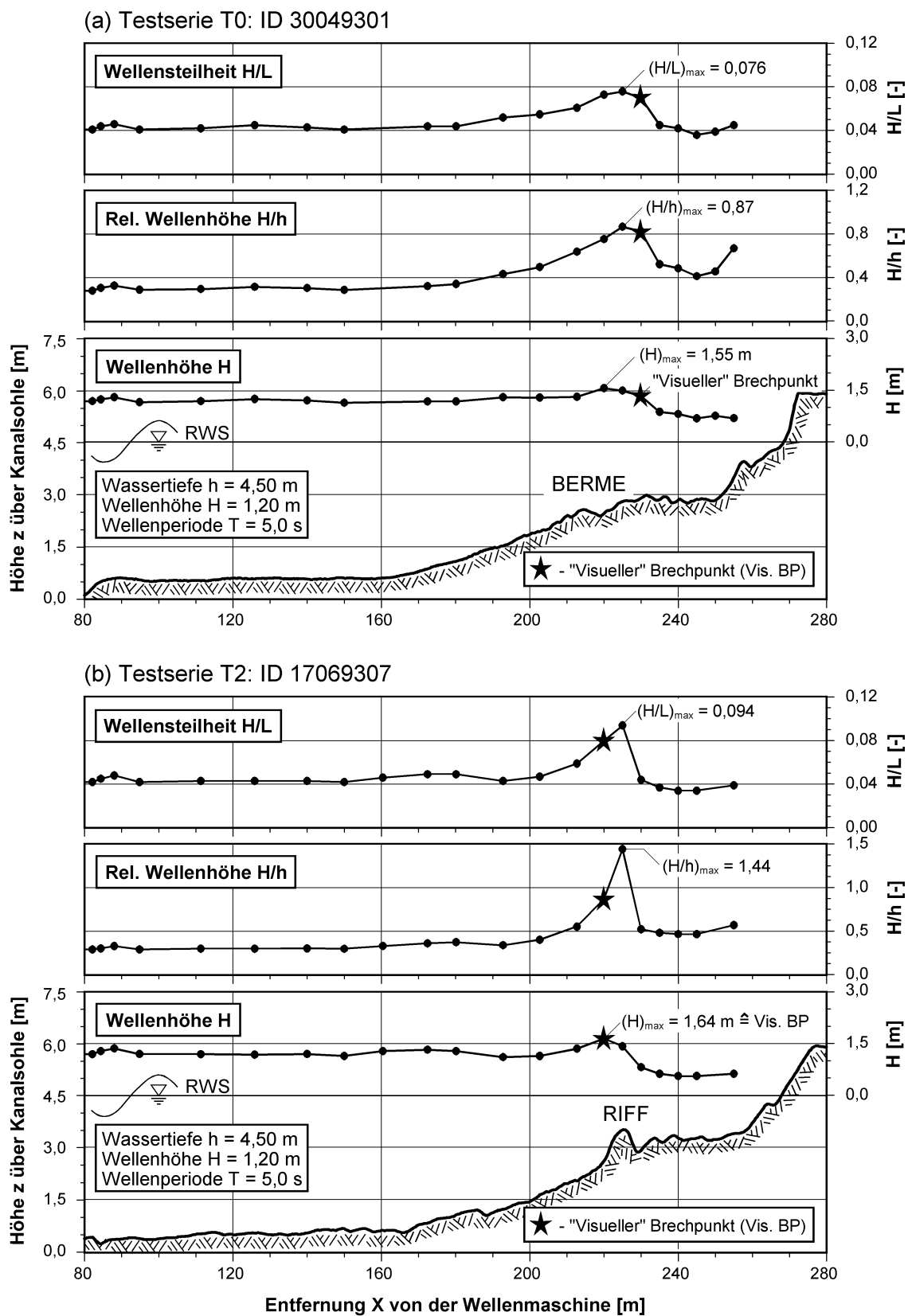


Abb. 42: Veränderung der Höhe H , der relativen Höhe H/h und der Steilheit H/L regelmäßiger Wellen über gemittelten Strandprofilen

Tab. 17: Parameter am "visuell" festgelegten Brechpunkt für die ausgewählten Laborexperimente mit regelmäßigen Wellen (vgl. Tab. 9 bzw. Tab. 12)

Testserie	Versuch	Versuchsparameter				Parameter am Brechpunkt				
		h	H	T	H/L	h _b	H _b	tan β' _b	κ	H _b /L _b
		[m]	[m]	[s]	[-]	[m]	[m]	[-]	[-]	[-]
GWK 93 T0	27049301	4,50	1,20	5,0	0,031	2,36	1,59	0,025	0,68	0,071
	28049301	4,50	1,20	5,0	0,031	1,97	1,57	0,006	0,80	0,075
	28049302	4,50	1,20	5,0	0,031	1,90	1,76	0,022	0,93	0,086
	29049302	4,50	1,20	5,0	0,031	1,91	1,66	0,023	0,87	0,081
	29049303	4,50	1,20	5,0	0,031	1,86	1,65	0,030	0,89	0,081
	29049304	4,50	1,20	5,0	0,031	1,80	1,63	0,032	0,90	0,082
	29049305	4,50	1,20	5,0	0,031	1,74	1,57	0,035	0,91	0,080
	30049301	4,50	1,20	5,0	0,031	1,61	1,33	0,041	0,83	0,070
	30049302	4,50	1,20	5,0	0,031	1,32	1,54	0,086	1,17	0,089
	03059301	4,50	1,20	5,0	0,031	1,12	1,60	0,113	1,44	0,100
	03059302	4,50	1,20	5,0	0,031	0,92	1,41	0,133	1,52	0,096
	06059302	4,50	1,20	5,0	0,031	1,46	1,66	0,097	1,14	0,091
	10059301	4,50	1,20	5,0	0,031	1,40	1,80	0,105	1,29	0,101
GWK 93 T1	11059301	4,50	1,20	10,0	0,008	1,03	1,97	0,090	1,92	0,063
	11059302	4,50	1,20	10,0	0,008	1,03	1,97	0,100	1,91	0,062
	13059301	4,50	1,20	10,0	0,008	1,01	1,96	0,116	1,95	0,063
GWK 93 T2	17069307	4,50	1,20	5,0	0,031	1,88	1,64	0,065	0,87	0,080
	22069303	4,50	1,20	5,0	0,031	1,46	1,97	0,139	1,35	0,109
SAFE A2	14119604	4,00	0,75	5,0	0,019	1,16	0,99	0,033	0,85	0,061
	15119602	4,00	0,75	5,0	0,019	1,18	0,96	0,029	0,81	0,058
	15119603	4,00	0,75	5,0	0,019	1,06	0,91	0,051	0,86	0,058
	18119601	4,00	0,75	5,0	0,019	0,94	0,96	0,080	1,02	0,065
	18119602	4,00	0,75	5,0	0,019	0,84	0,97	0,099	1,16	0,069
SAFE A3	19119601	4,00	1,00	5,0	0,026	1,20	1,16	0,051	0,96	0,070
	19119602	4,00	1,00	5,0	0,026	0,97	1,16	0,087	1,20	0,077
	19119603	4,00	1,00	5,0	0,026	1,28	1,08	0,057	0,84	0,063
	20119601	4,00	1,00	5,0	0,026	1,04	1,38	0,095	1,32	0,089
SAFE A4	21119602	5,00	0,80	5,0	0,021	1,24	1,01	0,041	0,82	0,060
	21119603	5,00	0,80	5,0	0,021	1,22	1,23	0,055	1,01	0,073
	22119601	5,00	0,80	5,0	0,021	1,21	1,24	0,067	1,03	0,075
	22119602	5,00	0,80	5,0	0,021	1,17	1,17	0,075	1,01	0,072
	25119601	5,00	0,80	5,0	0,021	1,18	1,01	0,073	0,85	0,061
SAFE A5	25119602	5,00	0,94	5,0	0,024	1,18	1,52	0,082	1,29	0,092
	25119603	5,00	0,94	5,0	0,024	1,11	1,48	0,101	1,34	0,093
	25119604	5,00	0,94	5,0	0,024	1,10	1,41	0,101	1,29	0,089
	26119601	5,00	0,94	5,0	0,024	1,09	1,35	0,101	1,25	0,086
	26119602	5,00	0,94	5,0	0,024	1,06	1,36	0,105	1,28	0,087

4.2.2 Überprüfung und Weiterentwicklung vorliegender Brechkriterien

Ausgangspunkt für die Überprüfung und Optimierung der in Tab. 2 zusammengefassten Kriterien ist der in Abschnitt 4.2.1 aus dem Wellenhöhenverlauf "visuell" festgelegte Brechpunkt sowie die an dessen Position errechneten Seegangs- und Profilparameter (Tab. 17). Aus diesen wird unter Verwendung der vorliegenden Berechnungsansätze jeweils die Wellenhöhe am Brechpunkt ermittelt und der aus den Messungen bestimmten Brecherhöhe gegenübergestellt (Abb. 43). Abschließend werden die am "visuellen" Brechpunkt ermittelten Parameter zur Entwicklung und Überprüfung eines eigenen Berechnungsansatzes herangezogen.

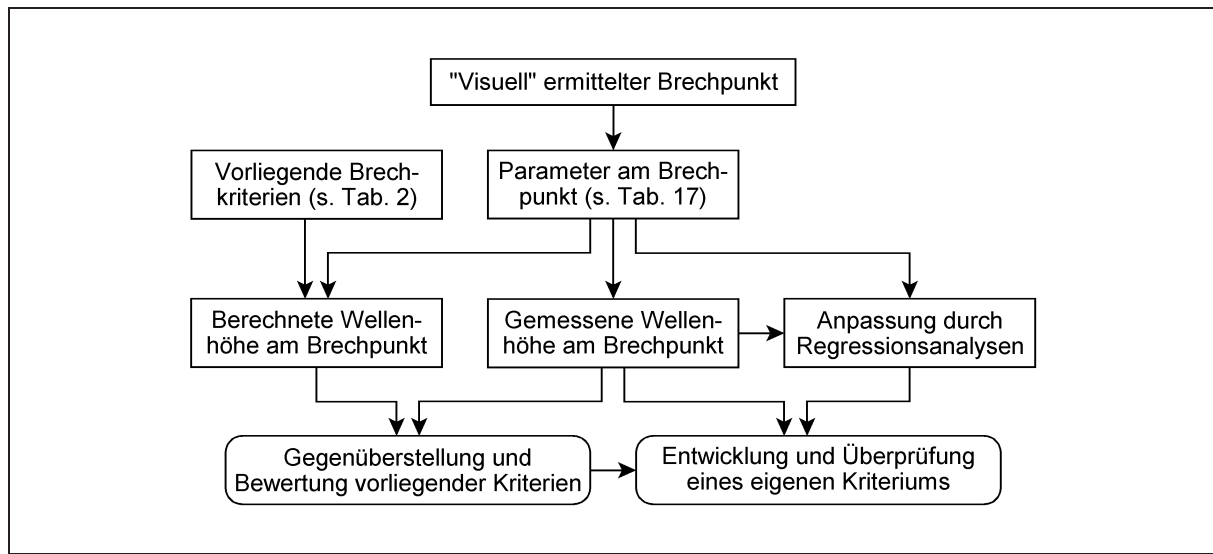


Abb. 43: Vorgehensweise bei der Überprüfung und Optimierung vorliegender Brechkriterien sowie der Entwicklung eines eigenen Ansatzes

In Abb. 44 sind die nach zwölf Kriterien berechneten Wellenhöhen $H_{b,r}$ den gemessenen Höhen $H_{b,m}$ am "visuellen" Brechpunkt gegenübergestellt. Die Standardabweichungen σ_H und Regressionskoeffizienten a_1 der durch den Nullpunkt verlaufenden linearen Anpassungsfunktion $H_{b,r} = a_1 H_{b,m}$ dienen zur qualitativen Beurteilung der untersuchten Brechkriterien und sind in Tab. 18 zusammengestellt. Die Koeffizienten a_1 liefern darüber hinaus Informationen hinsichtlich der mittleren Unterschätzung ($a_1 < 1$) der Brecherhöhen, d.h. der Kehrwert $1/a_1$ kann als Korrekturfaktor für die untersuchten Brechkriterien angesehen werden:

$$(H_b)_{\text{korrigiert}} = \frac{1}{a_1} H_{b,r} \quad (52)$$

Die Standardabweichungen der nach Korrektur durch Gl. (52) berechneten Wellenhöhen am Brechpunkt finden sich ebenfalls in Tab. 18. Die grau hinterlegten Felder kennzeichnen die drei Kriterien mit der geringsten Differenz zu den aus der Messung ermittelten Werten.

Die unterschiedliche Anzahl der Kriterien in Abb. 44 und Tab. 18 ergibt sich daraus, dass die frühen Näherungsformeln von MCCOWAN (1894) und MICHE (1944) lediglich zu Vergleichszwecken in Tab. 18 berücksichtigt sind. Ebenso wird auf eine grafische Darstellung des Kriteriums von LARSON (1988) verzichtet, da die Formulierung von KAMINSKY & KRAUS (1993) eine Anpassung mit leicht veränderten Konstanten darstellt.

Die mittlere Unterschätzung der Brecherhöhen H_b durch die betrachteten Kriterien (Abb. 44) ist zum großen Teil auf die nicht ausreichende Berücksichtigung des hohen Brecherindex κ der längeren Wellen mit $T = 10$ s in Testserie T1 (vgl. Tab. 17) zurückzuführen. Im Gegen-

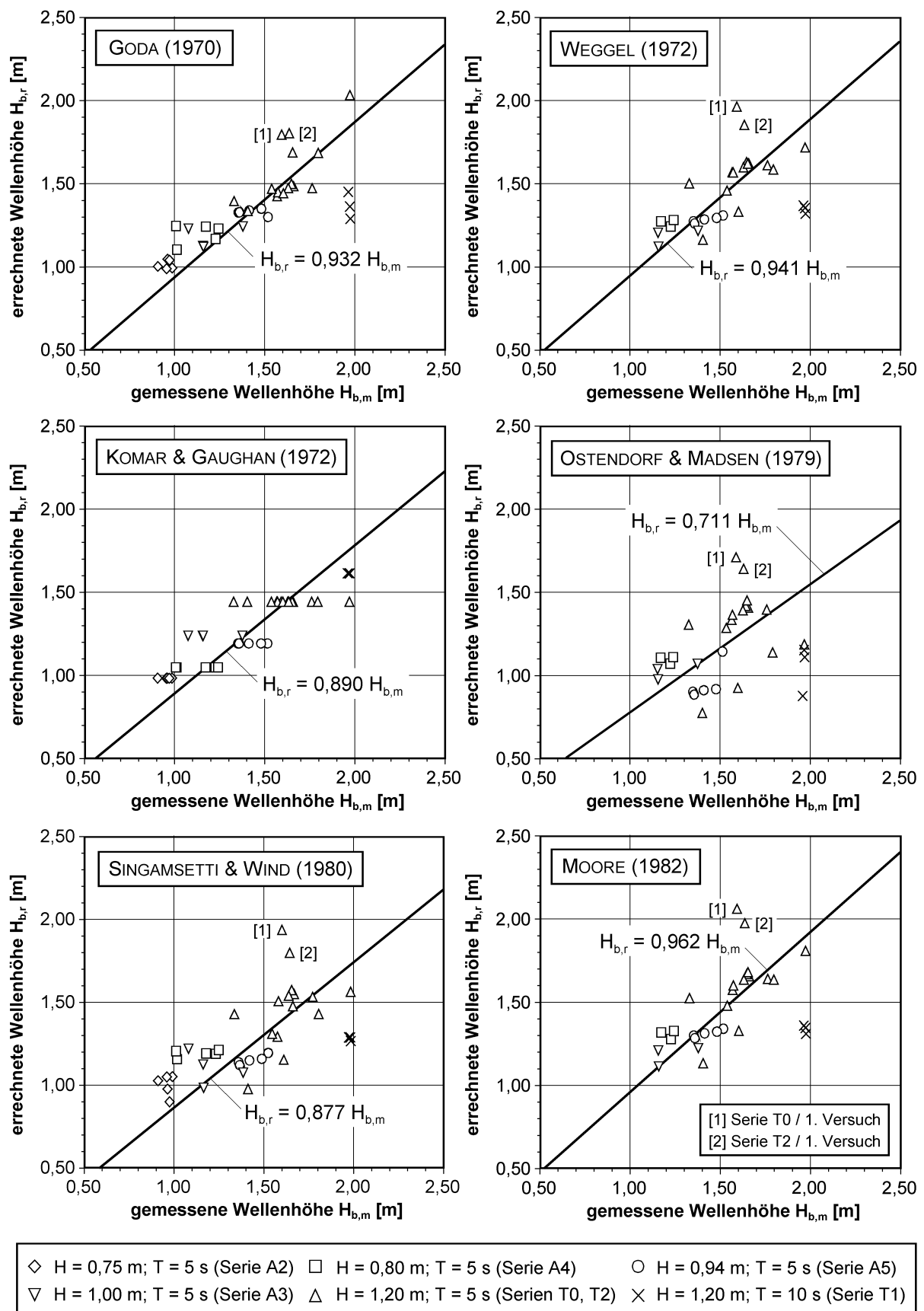


Abb. 44a: Gegenüberstellung von gemessenen und nach bekannten Brechkriterien errechneten Höhen H_b regelmäßiger Wellen am Brechpunkt

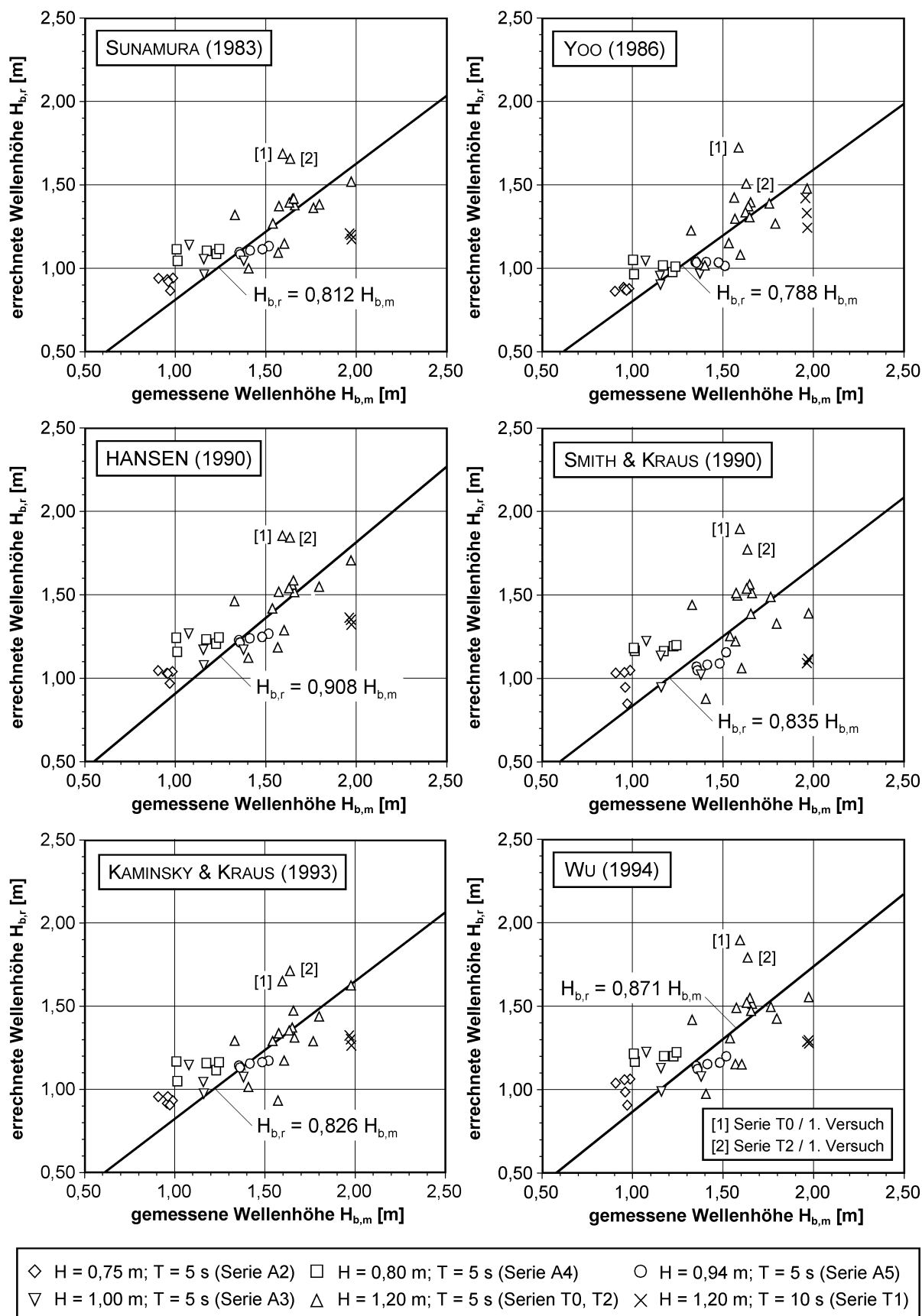


Abb. 44b: Gegenüberstellung gemessener und nach bekannten Brechkriterien errechneter Höhen H_b regelmäßiger Wellen am Brechpunkt

Tab. 18: Standardabweichungen zwischen gemessenen und errechneten Brecherhöhen H_b (s. Tab. 2) regelmäßiger Wellen ohne und mit Korrektur nach Gl. (52)

Kriterium	Standardabw. ohne Korrektur	Regressions- koeffizient	Standardabw. nach Korrektur
	σ_H [m]	a_1 [-]	σ_H [m]
MCCOWAN (1894; nicht in Abb. 44)	0,520	0,708	0,290
MICHE (1944; nicht in Abb. 44)	0,465	0,750	0,282
GODA (1970)	0,213	0,932	0,188
WEGGEL (1972)	0,237	0,941	0,221
KOMAR & GAUGHAN (1972)	0,212	0,890	0,136
OSTENDORF & MADSEN (1979)	0,423	0,771	0,254
SINGAMSETTI & WIND (1980)	0,292	0,877	0,228
MOORE (1982)	0,248	0,962	0,241
SUNAMURA (1983)	0,337	0,812	0,192
YOO (1986)	0,349	0,788	0,155
LARSON (1988; nicht in Abb. 44)	0,322	0,833	0,206
HANSEN (1990)	0,250	0,908	0,210
SMITH & KRAUS (1990)	0,362	0,835	0,267
KAMINSKY & KRAUS (1993)	0,315	0,828	0,187
WU (1994)	0,298	0,871	0,228

satz dazu ist bei niedrigen Ausgangswellen mit $H \leq 0,80$ m (Testserien A2 und A4) eine leichte Überschätzung der Wellenhöhen am Brechpunkt zu erkennen. Auffällig ist auch die Überschätzung der Brecherhöhen in den jeweils ersten Versuchen der Testserien T0 und T2 (in Abb. 44 gekennzeichnet). Zu Beginn dieser Versuche befand sich das Strandprofil aufgrund der konstanten Vorstrandneigung von 1 : 30 des Ausgangsprofils (Serie T0) bzw. der abrupten Änderung der Wellenperiode (Serie T2) in einem ausgeprägten Ungleichgewicht zur Hydrodynamik. Generell ist in den Versuchen mit $H_b \approx 0,9$ bis 2,0 m eine größere Streuung der Brecherhöhe zu beobachten als dies die untersuchten Brechkriterien erwarten lassen.

Die statistischen Kennwerte zeigen, dass insbesondere die Kriterien von GODA (1970) und WEGGEL (1972) mit $\sigma_H < 0,24$ m und $a_1 > 0,93$ zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Nach Korrektur durch Gl. (52) liefert das Brechkriterium von KOMAR & GAUGHAN (1972) aufgrund der im Vergleich zu den übrigen Ansätzen stärkeren Berücksichtigung des Einflusses längerer Wellen ($T = 10$ s) mit $\sigma_H \approx 0,14$ m die beste Korrelation. Wie in Abschnitt 4.2.1 gezeigt, eignet sich dieser Ansatz dennoch nur bedingt zur Bestimmung des Brechpunktes, da die Wellenhöhe H , die den einzig lokalen Parameter darstellt, bereits vor dem Brechpunkt ihr Maximum annehmen kann. Auch die von GALVIN (1969) oder BATTJES (1974) belegte Abhängigkeit des Brecherindex κ von der Wellensteilheit H/L und der Strandneigung $\tan \beta$ werden genau so wenig berücksichtigt wie lokale Wellenparameter oder die Wassertiefe h_b am Brechpunkt (Tab. 2). Für die Vorausbestimmung des Brechpunktes ist daher die nach Gl. (52) korrigierte Version des Ansatzes von YOO (1986) zu bevorzugen.

Auffällig ist, dass auch nach einer Korrektur durch den Faktor $1/a_1$ alle Kriterien die Brecherhöhen der 1993 mit Ausgangswellenhöhen von $H = 1,20$ m durchgeführten Testserien T0 bis T2 nur unzureichend beschreiben (Abb. 44). Bei Wellenperioden $T = 5$ s (Serien T0

und T2) werden die Wellenhöhen am Brechpunkt größtenteils überschätzt, bei T = 10 s (Serie T1) nach wie vor deutlich unterschätzt. Aus diesen Ergebnissen sowie Regressionsanalysen zwischen den Parametern am Brechpunkt (Tab. 17) und den Wellenparametern H_0 und L_0 im Tiefwasser (Tab. 15) lässt sich ableiten, dass die Wellensteilheit H/L und die effektive Strandneigung $\tan \beta'$ einen wesentlichen Einfluss auf das Brechverhalten der einlaufenden Wellen haben. Dies wiederum deutet darauf hin, dass der Brecherindex κ durch eine Funktion der verschiedenen Brecherkennzahlen ξ nach Gl. (1) oder (2) charakterisiert werden kann, wenn auch in anderer Form als z.B. bei LARSON (1988) oder KAMINSKY & KRAUS (1993).

Abb. 45a zeigt die Abhängigkeit zwischen Brecherindex κ und -kennzahl ξ_m sowie eine nach dem WEIBULL-Modell ermittelte nichtlineare Regressionsfunktion. Ähnliche Beziehungen ergeben sich auch für ξ_b und den Parameter ξ_y nach YOO (1986). Am stärksten ausgeprägt ist der Zusammenhang mit $\sigma_\kappa = 0,10$ und $r = 0,953$ jedoch zwischen κ und der auf die Tiefwasserwellensteilheit H_0/L_0 bezogenen Brecherkennzahl ξ_0 (Abb. 45b):

$$\kappa = \frac{H_b}{h_b} = 1,98 - 1,16 \exp(-1,79 \xi_0^{2,71}) \quad (53)$$

Daraus ergibt sich gemäß der Klassifizierung in Abb. 5 bei Schwallbrechern ($\xi_0 < 0,5$) ein Brecherindex von $\kappa = 0,8$ bis 1,1, der im Falle von Sturzbrechern ($0,5 \leq \xi_0 \leq 3,3$) weiter ansteigt und sich schließlich einem Grenzwert $\kappa = 2,0$ nähert. Bei Reflexionsbrechern ($\xi_0 > 3,3$, außerhalb der Darstellung in Abb. 45) bleibt κ konstant 2,0.

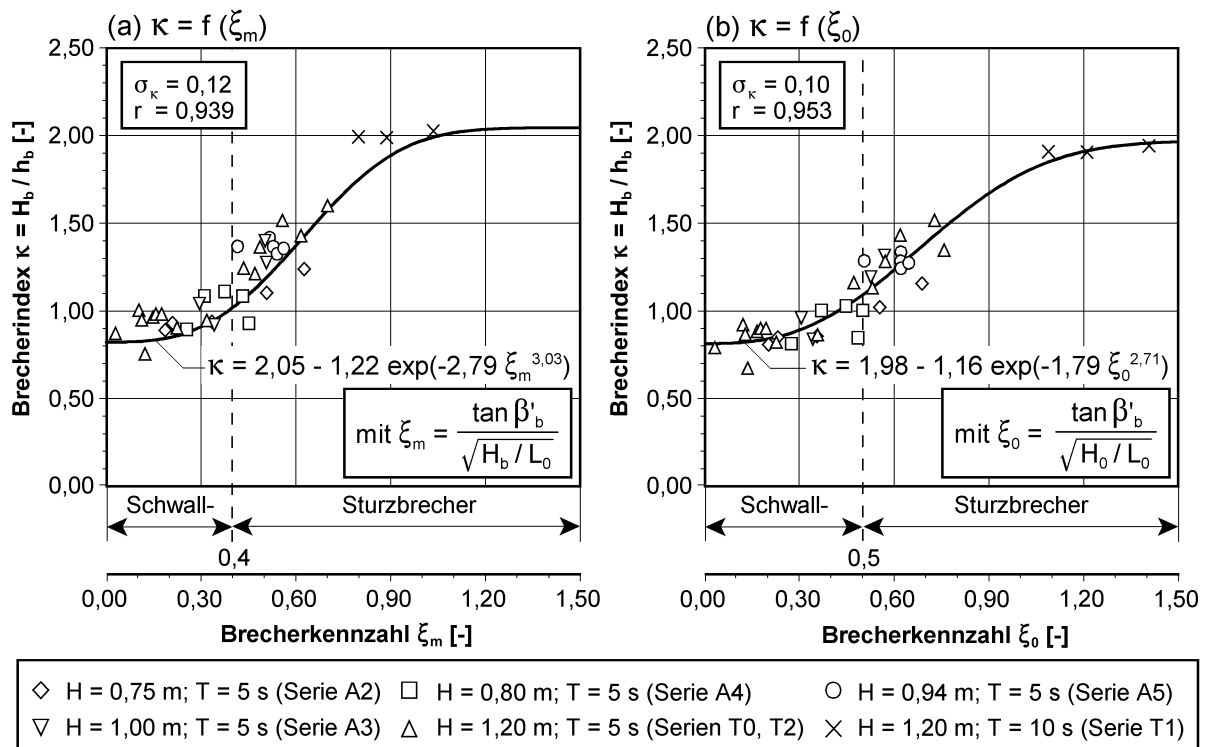


Abb. 45: Brecherindex κ als Funktion der Brecherkennzahlen ξ_m und ξ_0

Durch Gl. (53) lässt sich die Brecherhöhe H_b auch bei großen Wellenhöhen bis $H = 1,20$ m und insbesondere bei Wellenperioden bis $T = 10$ s genauer berechnen als unter Verwendung der in Tab. 2 zusammengefassten Brechkriterien. Durch die Einbeziehung im Vorfeld bekannter Tiefwasserwellenparameter ist zudem eine praxisbezogene Anwendung gewährleistet. Zur Bestimmung des Brechpunktes unregelmäßiger Wellen empfiehlt sich eine Definition der

seeseitigen Grenze der Brandungszone über die höchste Welle. Die Daten der unter Wellenspektren durchgeführten Versuchsserien (vgl. Tab. 9) lassen jedoch keine eindeutige Festlegung des Brechpunktes zu, so dass eine solche Empfehlung im Rahmen dieser Arbeit nicht nachgewiesen werden kann. Zukünftige Untersuchungen, in denen der Brechpunkt unregelmäßiger Wellen z.B. aus Videoaufnahmen bestimmt wird, könnten jedoch Hinweise zur Anwendbarkeit von Gl. (53) auf charakteristische Parameter eines Seegangsspektrums liefern.

4.3 Bestimmung der Wellenaufbauhöhen

Durch die Wellenaufbauhöhe wird der Bereich aktiver Strandprofilveränderungen landseitig begrenzt. Ihre Kenntnis ist daher für die Positionierung von Messgeräten (z.B. Auflaufpegel, Strömungs sonden) im physikalischen Modell genauso erforderlich wie für die Definition von Randbedingungen für den küstennormalen Sedimenttransport im numerischen Modell. Zur Bestimmung des Wellenaufbaues und der Überprüfung der statistischen Zusammenhänge zu den in Abschnitt 2.2.4 identifizierten Einflussparametern des unregelmäßigen Seegangs und der Morphologie wird die in Abb. 46 skizzierte Vorgehensweise herangezogen.

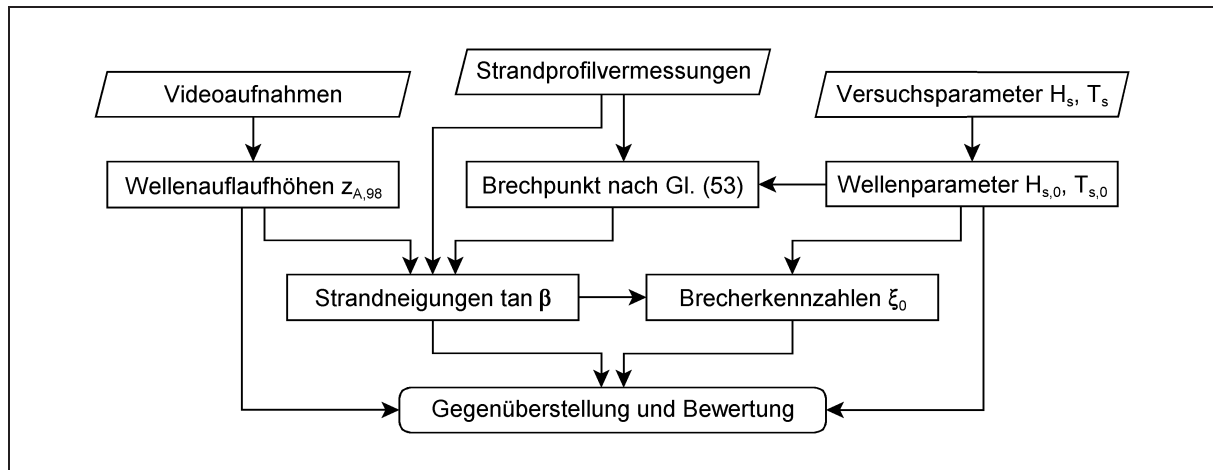


Abb. 46: Vorgehensweise bei der Ermittlung der Wellenaufbauhöhen und der Bewertung relevanter hydrodynamischer und morphologischer Einflüsse

Da der Wellenaufbau in den SAFE-Experimenten messtechnisch nicht erfasst wurde, wird auf Auswertungen der begleitenden Videoaufzeichnungen durch RAUPRICH (1998) zurückgegriffen. Die Genauigkeit der anhand der Wandmarkierungen im GWK visuell bestimmten Aufbauhöhen $z_{A,98}$ ist allerdings eingeschränkt (Tab. 11). Für jede Ausgangsstrandneigung wurden zwei unter Normalbedingungen ($H_s = 0,65$ m) und bis zu fünf der unter Sturmbedingungen ($H_s = 1,20$ m) durchgeführten Einzelversuche analysiert, wobei entsprechend der Wiederholungszeit des eingesteuerten TMA-Wellenspektrums jeweils 15 min Videomaterial berücksichtigt wurden. Das entspricht bei einer mittleren Wellenperiode $T_m \approx 5$ s etwa 160 Einzelwellen und Auflaufvorgängen. Von diesen wurde die vierthöchste Wellenaufbauhöhe als $z_{A,98}$ festgelegt, da diese von ca. 2 % der Aufläufe überschritten wird (RAUPRICH, 1998).

Die signifikanten Wellenparameter $H_{s,0}$ und $L_{s,0}$ im Tiefwasser werden durch Rückrechnung des *Shoaling* aus den Versuchsparametern (Tab. 19) errechnet. Da $H_{s,0}/L_{s,0}$ in allen Versuchen kleiner als 0,04 ist, ist auch in diesem Fall die Lineare Wellentheorie anwendbar (vgl. Abb. 4). Für die Berechnungen werden $H_s = H_{m0}$ und $T_s = T_{H1/3}$ gesetzt. Nach der vom GWK an der Wellenmaschine ermittelten Statistik (z.B. PETERS, 2000) ist $T_{H1/3} = 5,5$ s für die Versuche unter Normalbedingungen und $T_{H1/3} = 5,6$ s unter Sturmbedingungen.

Tab. 19: Versuchsparameter an der Wellenmaschine und zugehörige theoretische Seegangskennwerte im Tiefwasser für die SAFE-Testserien mit unregelmäßigen Wellen

Testbedingungen	Parameter an der Wellenmaschine				im Tiefwasser		
	h [m]	H _s [m]	T _s [s]	L _s [m]	H _{s,0} [m]	L _{s,0} [m]	H _{s,0} /L _{s,0} [-]
Normalbedingungen	4,00	0,65	5,5	31,4	0,69	47,2	0,014
Sturmbedingungen	5,00	1,20	5,6	35,0	1,29	48,9	0,026

Die Position des Brechpunktes, die zur Bestimmung der Strandneigung $\tan \beta$ erforderlich ist, wird nach Gl. (53) unter Heranziehung der theoretischen Veränderung der Wellenhöhen über den zeitlich und räumlich gemittelten Strandprofilen (Abschnitt 4.2.1) nach Linearer Wellentheorie bestimmt. Aufgrund der in Abschnitt 2.2.4 diskutierten Unsicherheiten bei der Festlegung der maßgeblichen Strandneigung werden nachfolgend die drei in Abb. 12 definierten Neigungen $\tan \beta$ über unterschiedliche Bereiche des Strandprofils bestimmt:

- (i) die mittlere Neigung $\tan \beta_{AZ}$ der Auflaufzone oberhalb vom RWS,
- (ii) die mittlere Neigung $\tan \beta_{BZ}$ der Brandungszone unterhalb vom RWS,
- (iii) die mittlere Ersatzneigung $\tan \beta_s$ zwischen Brechpunkt und Wellenaufauflhöhe.

Die neben den Tiefwasserwellenparametern $H_{s,0}$ und $L_{s,0}$ (Tab. 19) für die Ermittlung der Wellenaufauflhöhe relevanten Parameter sind in Tab. 20 zusammengefasst. Diese zeigen im Widerspruch zur Annahme von AHRENS & SEELIG (1996; vgl. Abschnitt 2.2.4), dass der Einfluss der Tiefwasserwellenhöhe $H_{s,0}$ auf den Wellenaufauflhöhe erheblich stärker ausgeprägt ist als derjenige der Strandneigung. Auch die Abhängigkeit der Auflaufhöhe $z_{A,98}$ allein von der Sinkgeschwindigkeit w des Sedimentes und der Wellenlänge L_0 im Tiefwasser - wie sie aus Gl. (19) von AHRENS & SEELIG (1996) hervorgeht - kann für die mit gleichbleibenden Sedimenteigenschaften und Wellenperioden durchgeführten SAFE-Experimente nicht bestätigt werden. Nach Gl. (19) ergäbe sich eine konstante Wellenaufauflhöhe $z_{A,98} \approx 1,1$ m, die tatsächlichen Auflaufhöhen variieren jedoch zwischen 0,5 und 1,6 m (Tab. 20).

In Abb. 47 sind die relativen Wellenaufauflhöhen $z_{A,98}/H_{s,0}$ als Funktion der mit unterschiedlichen Strandneigungen $\tan \beta$ errechneten Brecherkennzahlen ξ_0 dargestellt. Bei Verwendung der von MASE (1989) und HOLMAN (1986) als maßgebend angesehenen Neigung $\tan \beta_{AZ}$ des Strandes in der Auflaufzone werden die Auflaufhöhen durch den Ansatz von MASE (1989; Gl. (16)) - wie in Abschnitt 2.2.4 vermutet - etwa um den Faktor 2 überschätzt (Abb. 47a). Verringert man jedoch die Konstante in Gl. (16) von 1,86 auf 0,90, ergibt sich eine dem Ansatz von KOMAR (1998; Gl. (17)) vergleichbare Korrelation mit dem Wellenaufaufl im GWK und damit auch mit den Naturdaten von HOLMAN (1986), auf denen Gl. (17) basiert. Trotz der guten mittleren Übereinstimmung zeigt sich für die analysierten Versuche eine Unterschätzung der Auflaufhöhen bei niedrigen Brecherkennzahlen $\xi_0 < 1$ und eine Überschätzung bei $\xi_0 > 1$. Eine verbesserte Anpassung kann durch

$$\frac{z_{A,98}}{H_{s,0}} = 0,92 \xi_0^{0,31} \quad \text{mit} \quad \xi_0 = \frac{\tan \beta_{AZ}}{\sqrt{H_{s,0}/L_{s,0}}} \quad (54)$$

erzielt werden. Die Standardabweichung von Gl. (54) beträgt $\sigma = 0,15$, der zugehörige Variationskoeffizient $\sigma' = 17,2$ % (Berechnung nach Anlage B).

Tab. 20: Auflauhöhen $z_{A,98}$ unregelmäßiger Wellen in den SAFE-Experimenten und Parameter zu deren Bestimmung

Testserie	Versuch	$z_{A,98}$ [m]	h_b [m]	$\tan \beta'_b$ [-]	$\tan \beta_{AZ}$ [-]	$\tan \beta_{BZ}$ [-]	$\tan \beta_s$ [-]
A8 (1:20)	06129601	0,50	1,01	0,011	0,049	0,031	0,035
	09129603	0,50	0,98	0,025	0,070	0,026	0,033
A9 (1:20)	10129602	0,80	1,66	0,035	0,053	0,042	0,045
	11129601	0,80	1,67	0,031	0,058	0,040	0,044
	12129601	0,70	1,68	0,029	0,062	0,038	0,043
	13129601	0,60	1,69	0,026	0,062	0,037	0,042
	13129602	0,60	1,69	0,025	0,063	0,037	0,041
H1 (1:15)	13089702	0,70	0,95	0,034	0,083	0,034	0,046
	13089703	0,70	0,95	0,033	0,084	0,033	0,045
H2 (1:15)	14089701	1,20	1,70	0,020	0,082	0,056	0,064
	15089701	1,20	1,64	0,039	0,100	0,045	0,059
	18089702	1,20	1,63	0,041	0,111	0,043	0,059
	19089702	1,20	1,59	0,048	0,118	0,041	0,057
	21089701	1,20	1,31	0,086	0,125	0,032	0,049
B1 (1:10)	18029702	0,60	0,98	0,024	0,131	0,029	0,041
	19029701	0,50	0,99	0,023	0,136	0,028	0,038
B2 (1:10)	21029701	1,40	1,71	0,013	0,137	0,061	0,081
	21029703	1,40	1,71	0,011	0,174	0,055	0,080
	26029703	1,40	1,69	0,025	0,257	0,041	0,066
	27029703	1,40	1,65	0,038	0,257	0,037	0,061
C1 (1:5)	05039702	0,60	0,96	0,031	0,156	0,028	0,040
	06039701	0,50	0,94	0,035	0,152	0,027	0,038
C2 (1:15)	10039702	1,60	1,68	0,029	0,297	0,047	0,079
	11039701	1,30	1,65	0,038	0,254	0,043	0,068
	12039701	1,30	1,58	0,051	0,255	0,039	0,064

Die im Vergleich zu Abb. 47a bzw. Gl. (54) größeren Standardabweichungen $\sigma = 0,18$ ($\sigma' = 21,2\%$) in Abb. 47b deuten darauf hin, dass die flachere Neigung $\tan \beta_{BZ}$ der Brandungszone - entgegen der Annahme von AHRENS & SEELIG (1996) - nicht allein entscheidend für den Wellenaufbau ist. Mit $\sigma = 0,09$ ($\sigma' = 10,5\%$) ist der statistische Zusammenhang am stärksten ausgeprägt, wenn die Brecherkennzahl ξ_0 - wie z.B. von MAYER & KRIEBEL (1994) empfohlen - aus der Ersatzstrandneigung $\tan \beta_s$ nach SAVILLE (1958) berechnet wird (Abb. 47c):

$$\frac{z_{A,98}}{H_{s,0}} = 2,46 \xi_0 \quad \text{mit} \quad \xi_0 = \frac{\tan \beta_s}{\sqrt{H_{s,0}/L_{s,0}}} \quad (55)$$

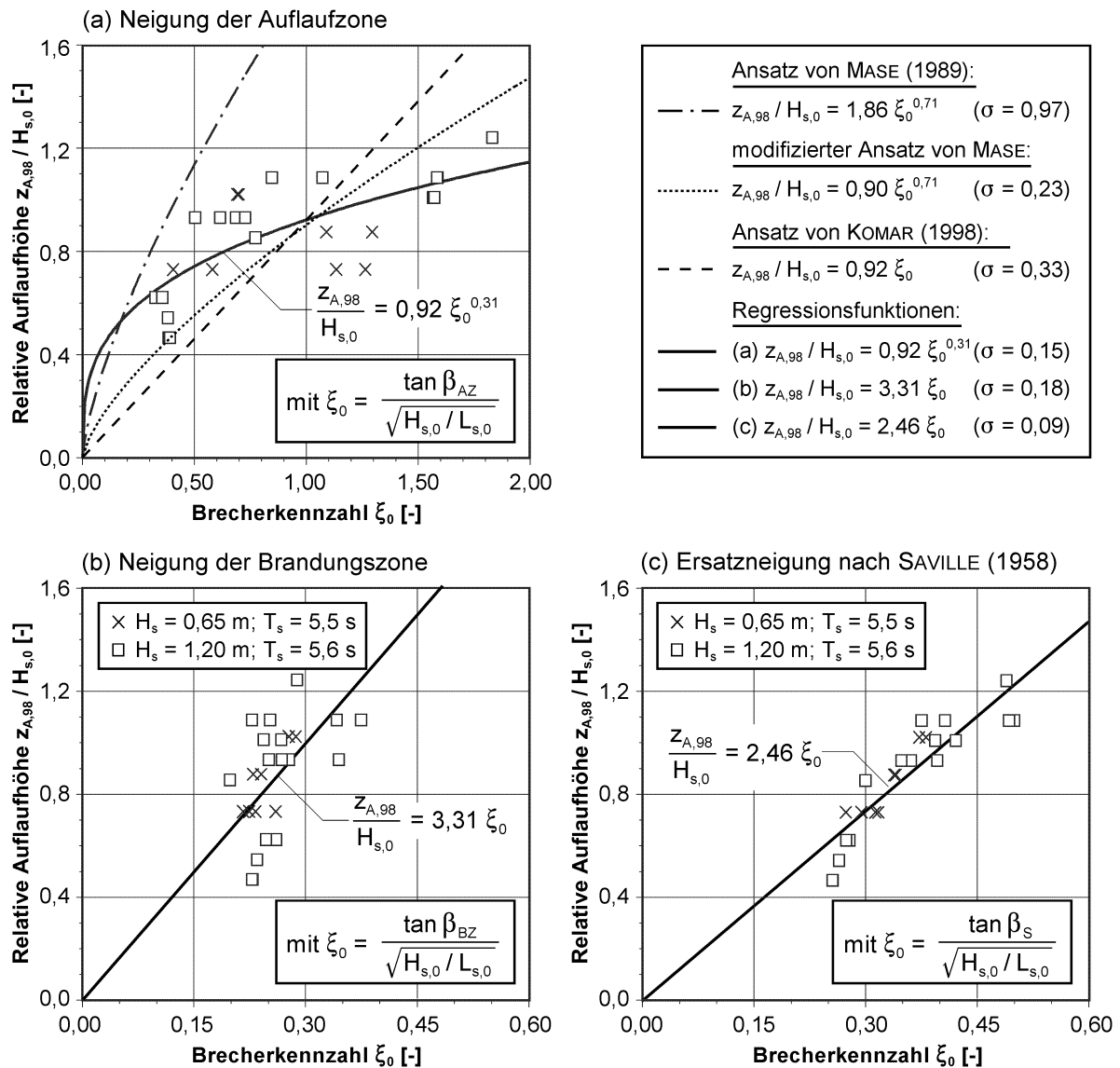


Abb. 47: Relative Wellenaufhöhen $z_{A,98}/H_{s,0}$ als Funktion der Brecherkennzahl ξ_0 in den SAFE-Experimenten mit unregelmäßigem Seegang

Aufgrund der erforderlichen iterativen Lösung eignet sich Gl. (55) in erster Linie für die Verwendung in numerischen Modellen. Für die Berechnung vor Ort ist Gl. (54) praktikabler, da die Neigung der Auflaufzone annähernd konstant und einfacher zu bestimmen ist.

Für die in den SAFE-Experimenten untersuchten Bedingungen mit eingeschränkten Sediment-eigenschaften ($d_{50} = 0,3 \text{ mm}$) und lediglich einer Wellenperiode ($T_p = 6,6 \text{ s}$) liefern Gl. (54) und (55) sehr gute Resultate. Um jedoch allgemein gültige Aussagen treffen zu können, sind zukünftig weitere Untersuchungen insbesondere zum Einfluss dieser beiden Parameter auf die Höhe des Wellenauflaufes erforderlich.

4.4 Zusammenfassung und Bewertung

Die aus der Analyse der hydrodynamischen Daten abgeleiteten Empfehlungen für Maßnahmen zur Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher Modellversuche sowie deren Ziele sind in Tab. 21 zusammengefasst. Zusätzlich findet sich dort eine Kurzbewertung im Hinblick auf den Anwendungsbereich, der sich aus den ausgewerteten Daten ergibt.

Tab. 21: Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung hydrodynamischer Messungen in großmaßstäblichen Modellversuchen

Empfehlung	Ziel der Maßnahme	Bewertung
Versuchsplanung		
Berechnung des Brechpunktes (Breckriterium) nach Gl. (53)	- Positionierung der Wellenpegel und Strömungs sonden	- nur für regelmäßige Wellen überprüft
Berechnung der Wellenaufbauhöhe nach Gl. (55) bzw. einfache Abschätzung nach Gl. (54)	- Positionierung von Aufbaupegeln und Strömungs sonden	- nur für $T_p = 6,6$ s und $d_{50} = 0,3$ mm überprüft
Versuchsdurchführung		
Erfassung der Hydrodynamik mit einer Messfrequenz von ca. $T_m/40$	- Reduzierung der Datenmenge bei gleichbleibender Qualität	- nur für $T_m \approx 5$ s überprüft
Versuchsauswertung		
Bestimmung des Brechpunktes aus den Messdaten über das Maximum der Wellensteilheit H/L	- Überprüfung der Messpositionen und Entwicklung theoretischer Ansätze	- sehr gute Übereinstimmung mit "visuell" ermittelten Werten - nur für regelmäßige Wellen überprüft
Glättung des Strandprofils mit einem gleitenden Mittel über eine Strecke von $\Delta X = 2$ m	- Vermeidung eines zu starken Einflusses von Riffeln auf theoretisch ermittelte hydrodynamische Parameter	- nur für Untersuchungen zum allgemeinen Strandverhalten - nicht für Untersuchungen zum Verhalten von Riffeln geeignet

Die Grenzen zwischen den in Tab. 21 angegebenen Zielen sind z.T. fließend. So kann z.B. der zur Bestimmung der Wellenaufbauhöhe $z_{A,98}$ empfohlene Berechnungsansatz nicht nur bei der Planung, sondern auch bei der Auswertung der Versuche hilfreich sein. Darüber hinaus eignen sich insbesondere die im Hinblick auf die Versuchsplanung ermittelten Zusammenhänge auch zur Weiterentwicklung von numerischen Modellen zum Strandrückgang. Zur Absicherung sind allerdings großmaßstäbliche Laborversuche und Naturuntersuchungen mit einer größeren Bandbreite von Eingangsbedingungen erforderlich. Dies betrifft in besonderem Maße die Wellenperioden und Sedimenteigenschaften, die in den analysierten GWK-Versuchen nur unzureichend variiert wurden.

5. Analyse der morphologischen Daten

Ähnlich wie die hydrodynamischen Daten erfordern auch morphologische Messdaten einen hohen Speicherbedarf und Rechenaufwand bei ihrer späteren Analyse. Bei der Aufnahme der Daten ergibt sich ein zusätzlicher Zeitaufwand dadurch, dass die Versuche nach dem derzeitigen Stand der Technik für die Vermessungen unterbrochen werden müssen. Die infolge dessen entstehenden Ruhezeiten kosten jedoch wertvolle Versuchszeit. Die Reduzierung der Vermessungen und der anfallenden Datenmenge ist daher neben der Beurteilung von Maßstabs- und Modelleffekten sowie der Überprüfung von Berechnungsansätzen zur Profilentwicklung ein wesentlicher Bestandteil der nachfolgenden Analysen.

Im Einzelnen können die Auswertungen unterteilt werden in (i) die Optimierung der Strandprofilvermessungen, (ii) die Bestimmung der seeseitigen Begrenzung des "aktiven" Profils, (iii) die Bewertung des zeitlichen Verlaufes der Strandprofilentwicklung, (iv) die Überprüfung von theoretischen Gleichgewichtsprofilen und (v) die Diskussion von Modelleffekten auf die Strandprofilentwicklung. Hierfür werden die Daten der SAFE- (Abschnitt 3.1) und LIP 11 D Experimente (Abschnitt 3.3) herangezogen, da diese in sehr hohen zeitlichen und räumlichen Auflösungen vorliegen. Zur Beurteilung der Modelleffekte wird zusätzlich auf Daten aus Naturmessungen in Warnemünde (Abschnitt 3.4) zurückgegriffen.

5.1 Optimierung der Strandprofilvermessungen

Eine Reduzierung der durch Strandprofilvermessungen anfallenden Datenmenge, die auch im Hinblick auf die Bereitstellung einer Datenbank im Internet wünschenswert ist, kann grundsätzlich durch

- (i) eine Erhöhung des horizontalen Rasterabstandes Δx zwischen den Messpunkten oder
- (ii) eine Beschränkung der Anzahl der Vermessungsspuren

in küstennormaler Richtung erreicht werden. Trotz der geringeren Dichte der zu archivierenden Daten muss die Beibehaltung der für die Untersuchungen erforderlichen Qualität gewährleistet bleiben. Unter diesem Gesichtspunkt wird zunächst in Abschnitt 5.1.1 der optimale horizontale Rasterabstand Δx ermittelt. In Abschnitt 5.1.2 wird anschließend überprüft, ob Profilaufnahmen auf einer Spur entlang der Kanalachse ausreichend sind, oder ob Vermessungen entlang mehrerer Spuren zur Verbesserung der Datenqualität beitragen.

5.1.1 Vermessungen entlang der Kanalachse

Die Vorgehensweise zur Bestimmung des optimalen horizontalen Rasterabstandes Δx der Strandprofilvermessungen (Abb. 48) entspricht weitgehend derjenigen für die Optimierung der Messfrequenz der hydrodynamischen Messungen (Abschnitt 4.1). Die Grundlage hierfür bilden die Vermessungen der SAFE-Experimente, die auf nur einer Spur entlang der Kanalachse im Bereich zwischen $X_{\min} = 63,5$ m und $X_{\max} = 245,0$ m durchgeführt wurden (Abb. 49). Die horizontale Auflösung $\Delta x_0 = 2,5$ cm, mit der die Vermessungsdaten aufgezeichnet wurden (Tab. 11), stellt dabei den Referenzzustand dar, mit dem die aus einer Erhöhung des Abstandes resultierenden Datensätze verglichen werden.

Zunächst werden 21 unterschiedliche Abstände Δx zwischen 5,0 cm und 1,50 m, die ein ganzes Vielfaches von $\Delta x_0 = 2,5$ cm betragen, für die folgende Filterung der Daten definiert. Sowohl für den Referenzzustand mit $\Delta x_0 = 2,5$ cm als auch für jeden der festgelegten Abstände werden dann 60 jeweils um 2,5 cm horizontal verschobene Profildatensätze über eine Länge

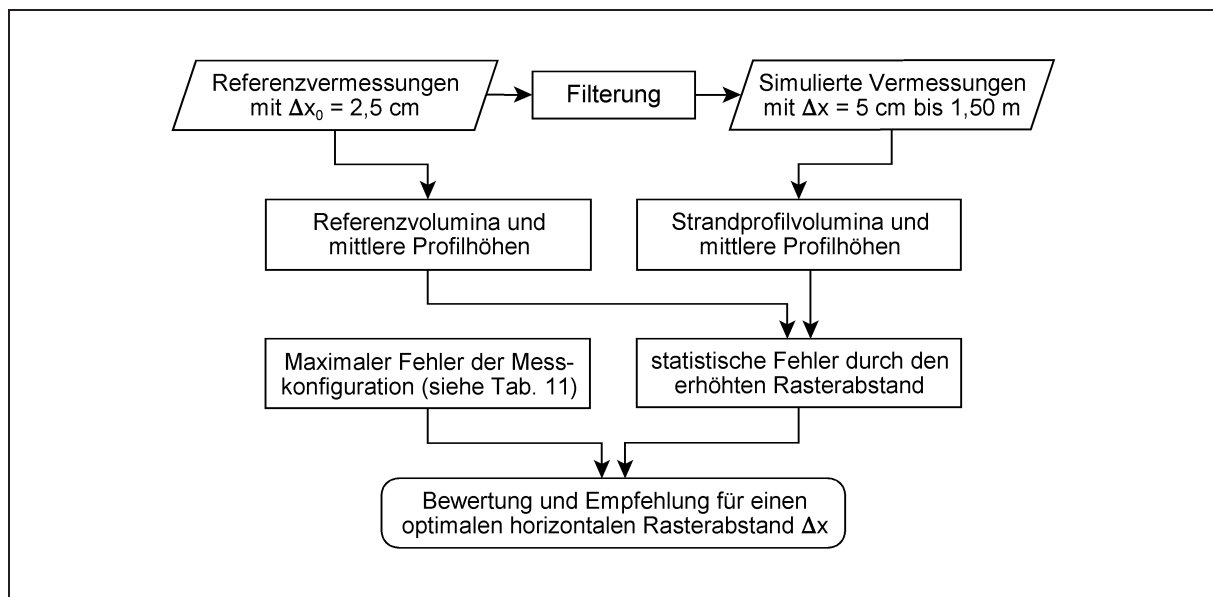
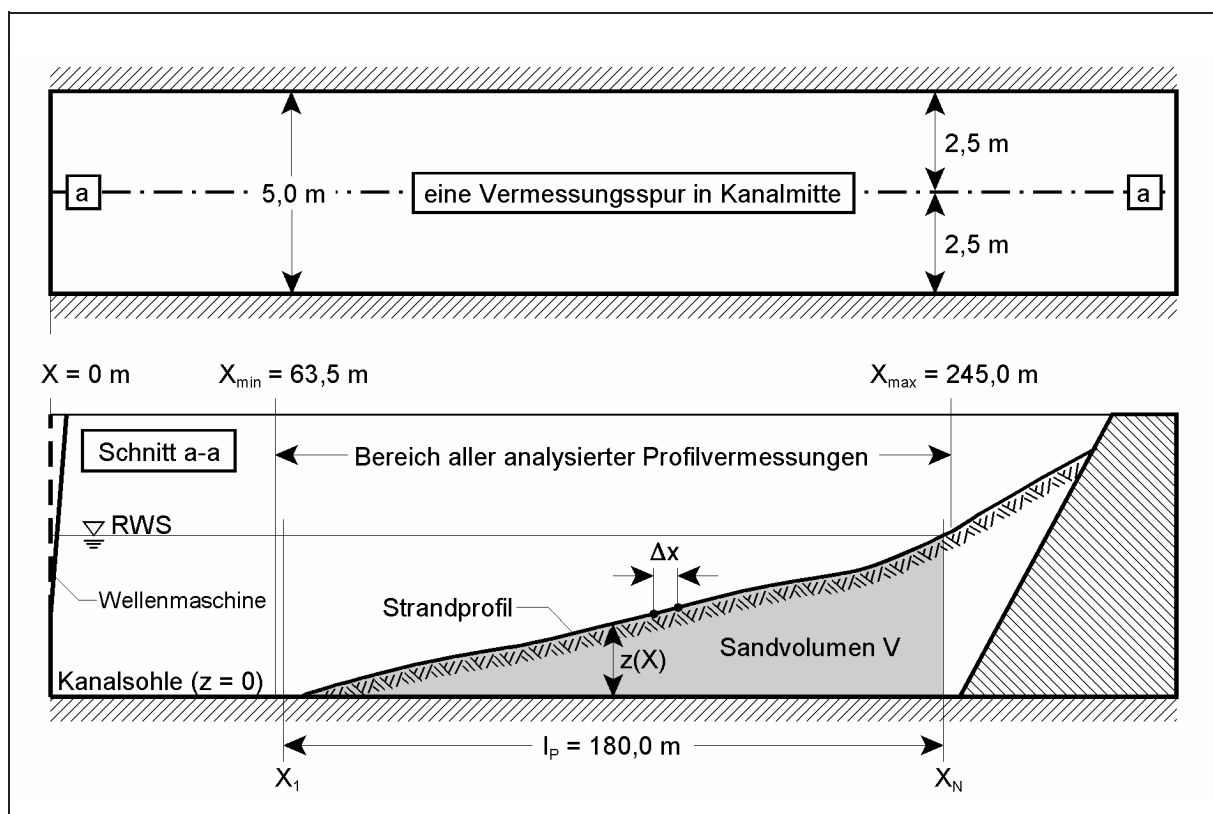


Abb. 48: Vorgehen zur Optimierung der Strandprofilvermessungen entlang der Kanalachse

Abb. 49: Strandprofilvermessungen während der SAFE-Experimente und Bezeichnungen zur Ermittlung der Sandvolumina V und der mittleren Profilhöhen \bar{z}

$l_p = 180\text{ m}$ im Bereich zwischen X_{\min} und X_{\max} generiert (vgl. Abb. 50). Durch ein solches Verfahren wird (i) gewährleistet, dass auch bei der Analyse des längsten untersuchten Abstandes $\Delta x = 1,50\text{ m}$ alle aufgenommenen Messpunkte berücksichtigt werden und (ii) der Einfluss von Sohlstrukturen (wenn z.B. Δx der Riffellänge L_R entspricht) auf die nachfolgend berechneten Volumina minimiert wird.

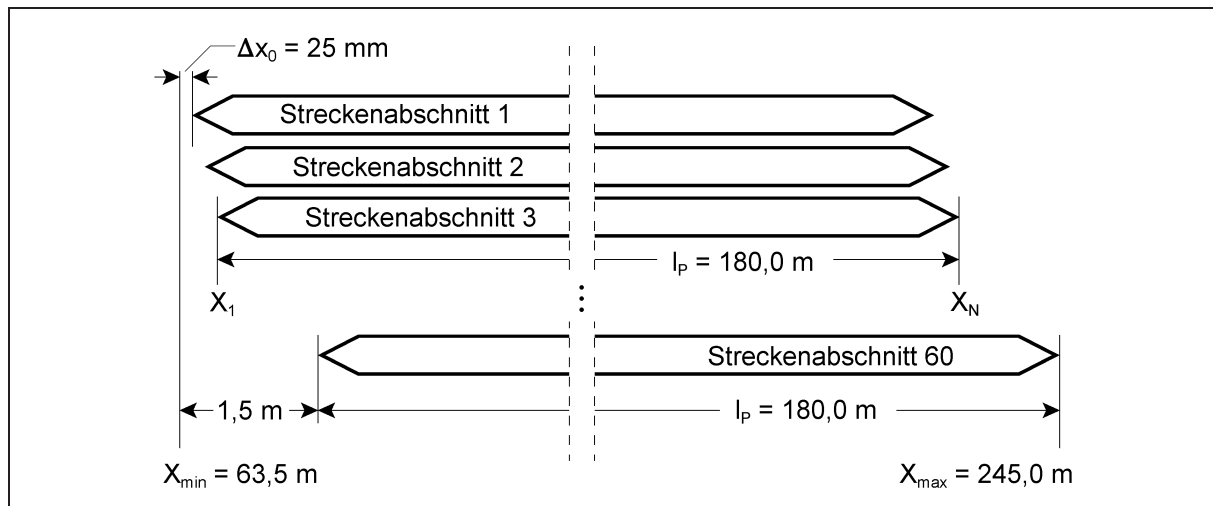


Abb. 50: Abschnitte für die Bestimmung der Sandvolumina V und mittleren Profilhöhen \bar{z}

Pro durchgeführter Vermessung stehen somit 1 320 Datensätze zur Verfügung, aus denen die Sandvolumina V pro lfd. m Kanalbreite und die mittleren Profilhöhen \bar{z} bestimmt werden:

$$\bar{z} = \frac{V}{l_p} \quad \text{mit} \quad V = \int_{X_1}^{X_N} z(X) dX \quad (56)$$

mit X_1 = Position des seeseitigsten Messpunktes im Datensatz

$X_N = X_1 + l_p$ = landseitigste Position im Datensatz mit N Messpunkten

Für jeden der analysierten Abstände Δx wird die Differenz der mittleren Profilhöhe \bar{z} zum Referenzzustand errechnet, wobei nur die Datensätze miteinander verglichen werden, die auf dem gleichen der in Abb. 50 definierten 60 Streckenabschnitte basieren. Die Gegenüberstellung der aus diesen Höhenunterschieden ermittelten statistischen Abweichungen mit der Messgenauigkeit des im GWK verwendeten Profilaufnehmers (Tab. 11) bildet dann die Grundlage für die abschließende Bewertung und Empfehlung eines optimalen horizontalen Rasters Δx .

Abb. 51 zeigt die mittleren, maximalen und Standardabweichungen der mittleren Profilhöhen \bar{z} zum Referenzzustand. Bis $\Delta x = 25$ cm ist der Einfluss des Rasterabstandes relativ gering. Erst ab $\Delta x \geq 30$ cm übersteigen sowohl die mittlere als auch die Standardabweichung einen Wert von 0,1 mm, der 10 % der vertikalen Messgenauigkeit von ± 1 mm des Profilaufnehmers entspricht (vgl. Tab. 11). Danach setzt ein allmählicher Anstieg der statistischen Abweichungen ein. Mit Ausnahme der maximalen Abweichung bewegen sie sich jedoch bis einschließlich $\Delta x = 1,00$ m im Bereich des möglichen vertikalen Messfehlers von ± 1 mm.

Daraus lässt sich schließen, dass für großmaßstäbliche Untersuchungen zum Strandverhalten ein horizontaler Abstand $\Delta x = 25$ cm bei der Profilvermessung auf jeden Fall ausreichend ist. Damit ergibt sich für die Profilhöhe \bar{z} eine mittlere Abweichung von 0,04 mm, eine Standardabweichung von 0,06 mm und eine maximale Abweichung von 0,4 mm zum Referenzzustand mit $\Delta x_0 = 2,5$ cm. Diese Fehler sind deutlich geringer als Abweichungen aus möglichen Messfehlern und daher im Hinblick auf die Bestimmung des Sandvolumens und des daraus errechneten küstennormalen Sedimenttransportes vernachlässigbar.

Der ermittelte Abstand $\Delta x = 25$ cm kann jedoch nicht bedenkenlos auf andere Untersuchungsziele übertragen werden. Um z.B. das Verhalten von Sandriffeln zu untersuchen, sollte Δx reduziert werden, damit die Form solcher Strukturen durch die Vermessungsdaten erfasst wird. Zur exakten Bestimmung des hierfür erforderlichen Rasterabstandes empfiehlt sich eine

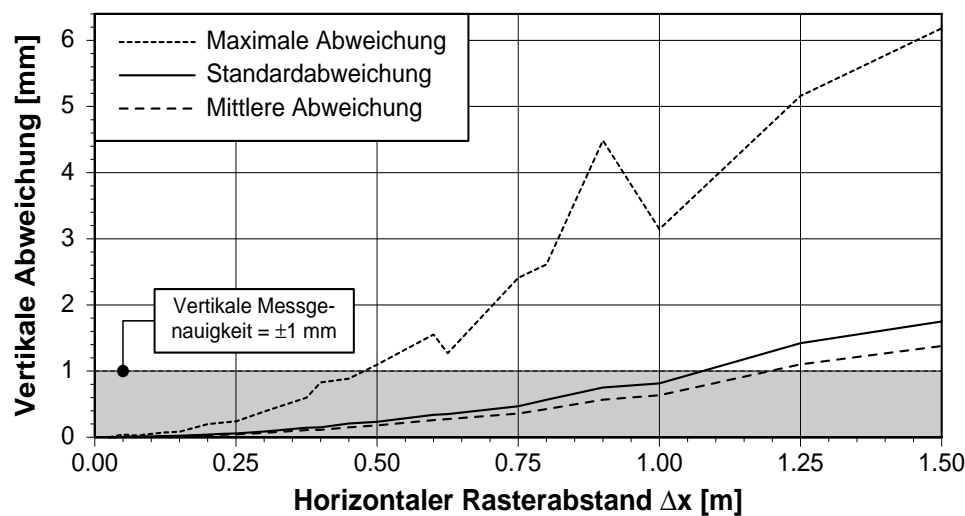


Abb. 51: Statistische Abweichungen der mittleren Profilhöhen \bar{z} infolge erhöhter horizontaler Rasterabstände Δx bei der Profilvermessung zum Referenzzustand mit $\Delta x_0 = 25 \text{ mm}$

Methode, bei der - analog zur Bestimmung des Messtaktes zur Erfassung der Wellenbewegung in Abschnitt 4.1 - Höhe, Länge und Fortschrittsgeschwindigkeit der Riffel auf Grundlage unterschiedlicher Rasterabstände Δx bestimmt und einander gegenübergestellt werden.

5.1.2 Vermessungen quer zur Kanalachse

Für die Überprüfung der Notwendigkeit von Profilvermessungen entlang mehrerer küstennormaler Spuren gemäß der in Abb. 52 skizzierten Vorgehensweise werden primär die Daten der LIP 11 D Experimente herangezogen. Dort wurden die Vermessungen mit $\Delta x = 1 \text{ cm}$ über die gesamte Versuchsphase entlang von drei küstennormalen Spuren durchgeführt, d.h. in der Mitte des 5 m breiten Kanals und in einem Abstand von jeweils 0,85 m zu beiden Seitenwänden (Abb. 53).

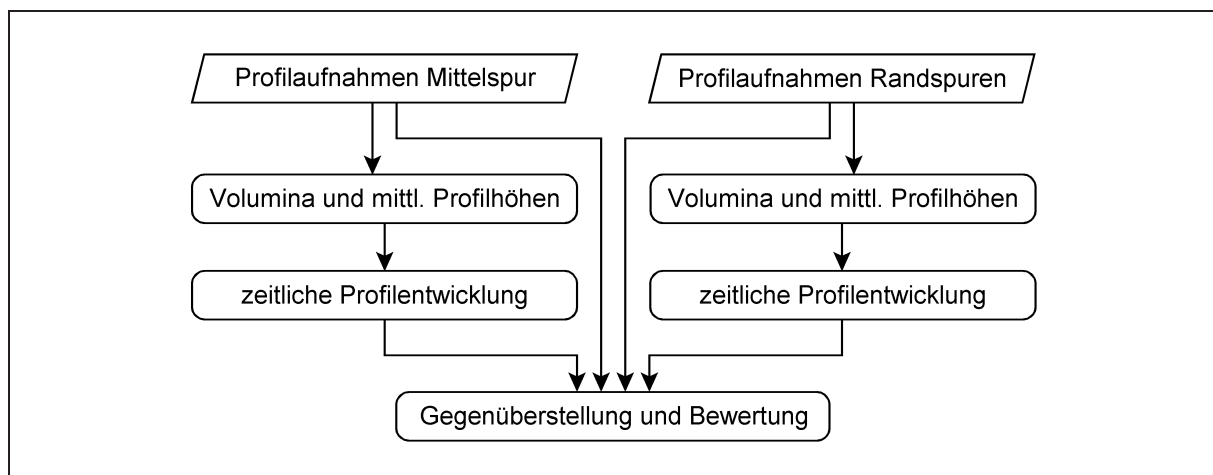


Abb. 52: Vorgehensweise zur Überprüfung der Notwendigkeit mehrerer, parallel zur Kanalachse verlaufender Vermessungsspuren zur Erfassung des Strandprofils

Im Hinblick auf die abschließende Bewertung wird die zeitlichen Entwicklung des Strandprofils in Kanalmitte mit dem eines Randprofils aus dem Mittelwert der linken und rechten Spur verglichen. Als Bewertungsmerkmal dienen dabei die mittleren Profilhöhen \bar{z}_M in der

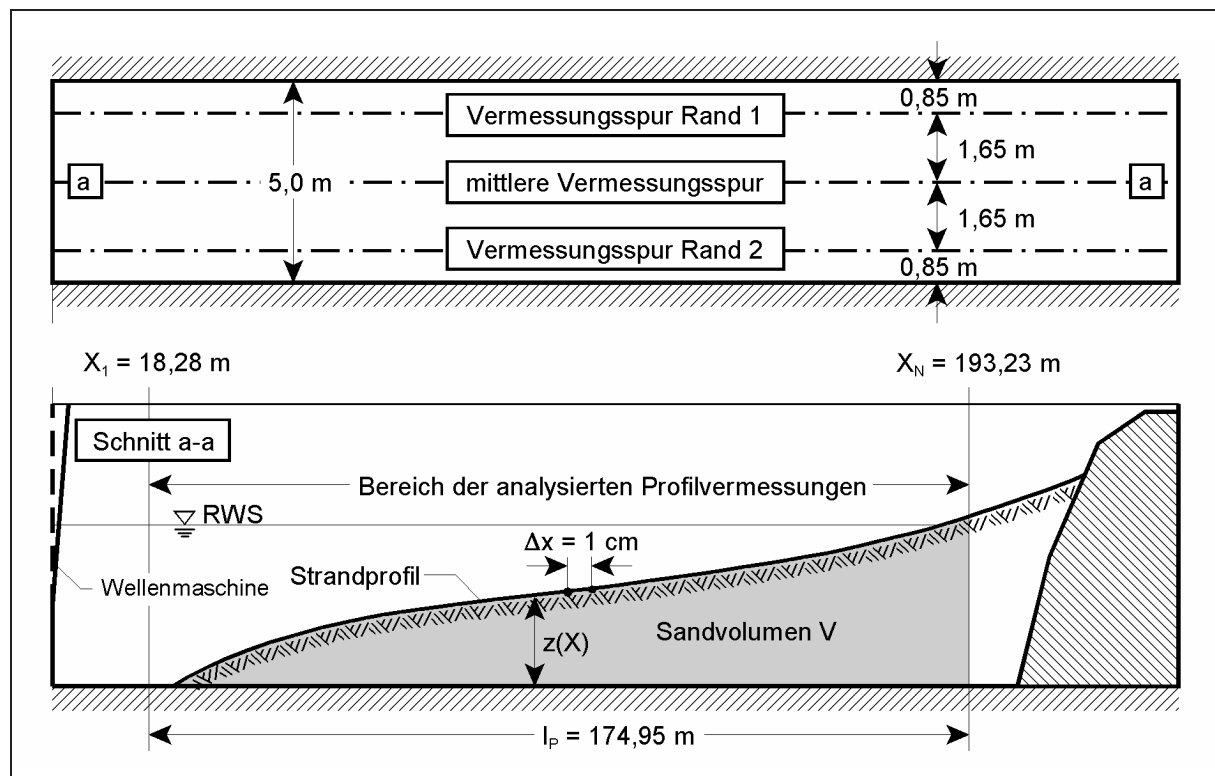


Abb. 53: Strandprofilvermessungen während der LIP 11 D Experimente und Bezeichnungen zur Ermittlung der Sandvolumina V und der mittleren Profilhöhen \bar{z}

Mitte und \bar{z}_R am Rand des Wellenkanals nach Gl. (56) über den größtmöglichen Abschnitt von $X_1 = 18,28$ m bis $X_N = 193,23$ m, der von allen Vermessungen komplett abgedeckt wird.

Abb. 54 zeigt, dass das Profil in der Mitte des Kanals über die gesamte Versuchsdauer höher liegt als im Bereich der Seitenwände. Darüber hinaus ist trotz einer Erosion des Strandes und der Düne landseitig von X_N und des daraus resultierenden Sedimenttransportes in den betrachteten Streckenabschnitt hinein ein geringer Sandverlust zu verzeichnen. Dieser macht sich insbesondere in den Test ohne Düne (Abb. 54a) in einer Abnahme der mittleren Profilhöhen von $\Delta\bar{z} \approx 1$ cm bemerkbar. In den Tests mit Düne (Abb. 54b) wird der Verlust, der entweder auf eine Verdichtung des Sandes oder einen Quertransport über die Position X_N hinaus in Richtung der Wellenmaschine zurückzuführen ist, durch den höheren Dünenabbruch ausgeglichen.

Die Unterschiede zwischen den mittleren Profilhöhen \bar{z}_M und \bar{z}_R sind von den über die Versuchsdauer variierenden Seegangsbedingungen abhängig. Zu Beginn beider Testphasen (Serien 1A und 2A) ist bei leicht erosiven Bedingungen infolge des Strandabtrages eine geringe Erhöhung aller Spuren um weniger als 1 cm festzustellen. Während der unter stark erosiven Bedingungen durchgeführten Versuchsserien 1B, 2B und 2E verstärkt sich der Höhenunterschied $\Delta\bar{z}$ auf 3 bis 4 cm. Zum Ende der Versuchsphasen (Serien 1C und 2C) erfolgt bei dann regenerativen Bedingungen eine Angleichung der Profilhöhen zwischen Kanalmitte und -rändern.

Ein ähnliches Verhalten ist auch während der SAFE-Experimente für das in Kanalmitte aufgemessene Strandprofil festzustellen. Für die erforderlichen Analysen wurden die Strandprofile manuell verlängert, so dass zur Bestimmung der mittleren Profilhöhen \bar{z} eine im Vergleich zu Abschnitt 5.1.1 längere Strecke von $X_1 = 61,35$ m bis $X_N = 300,00$ m herangezogen wird. Da dieser Abschnitt den gesamten "aktiven" Bereich umfasst, kann eine zusätzliche Beeinflussung durch Sandverluste oder -zugewinne infolge des küstennormalen Sedimenttransportes weitgehend ausgeschlossen werden.

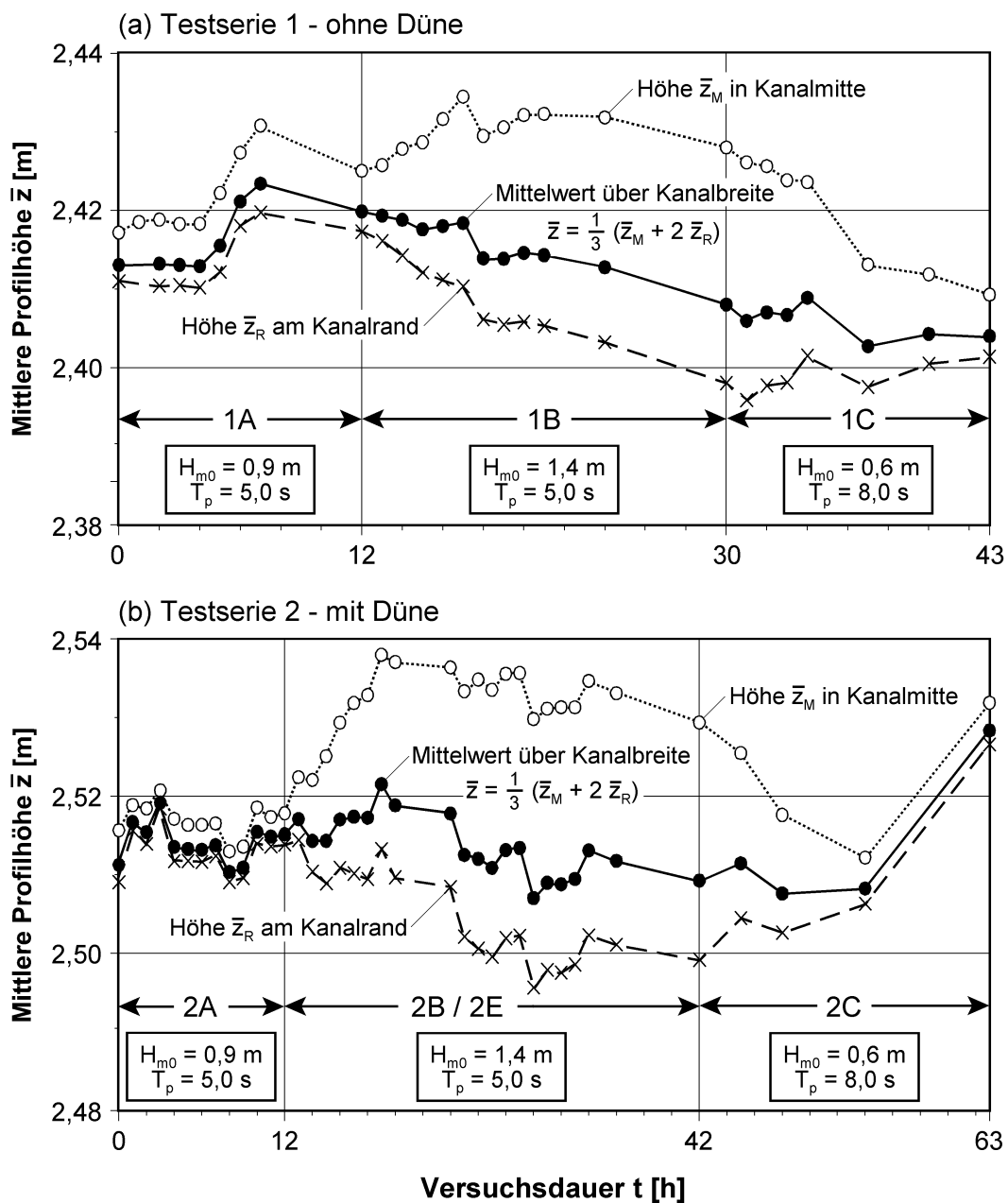


Abb. 54: Veränderung der mittleren Profilhöhen \bar{z}_M in Kanalmitte und \bar{z}_R an den -rändern während der LIP 11 D Experimente: (a) Testserie 1 und (b) Testserie 2

Abb. 55 belegt, dass sich das Profil jeweils zu Beginn der Serien unter Normalbedingungen in der Mitte des Kanals um 1 bis 2 cm erhöht. Nach der gesteigerten Belastung infolge der Sturmbedingungen ist in den ersten fünf Stunden eine weitere Erhöhung des Profils entlang der Kanalachse um $\Delta \bar{z} \approx 5 \text{ mm}$ zu erkennen. Am Ende der Versuche ist dann, wie auch in den LIP 11 D Experimenten, ein geringer Sandverlust zu verzeichnen.

Wie Abb. 56 am Beispiel der Endprofile der unter stark erosiven Bedingungen durchgeführten LIP 11 D Testserien 2B und 2E zeigt, erfolgen die festgestellten Umlagerungen des Sandes von den Rändern in die Mitte des Kanals nicht gleichmäßig über die küstennormale Ausdehnung des Strandprofils. Erhöhungen der mittleren Vermessungsspur sind in der "Übergangszone" und mit bis zu $\Delta z \approx 20 \text{ cm}$ besonders stark über der Rinne festzustellen (Abb. 56b). Dagegen ist am landseitigen Riffhang und landseitig der Rinne ein näherungsweise über die

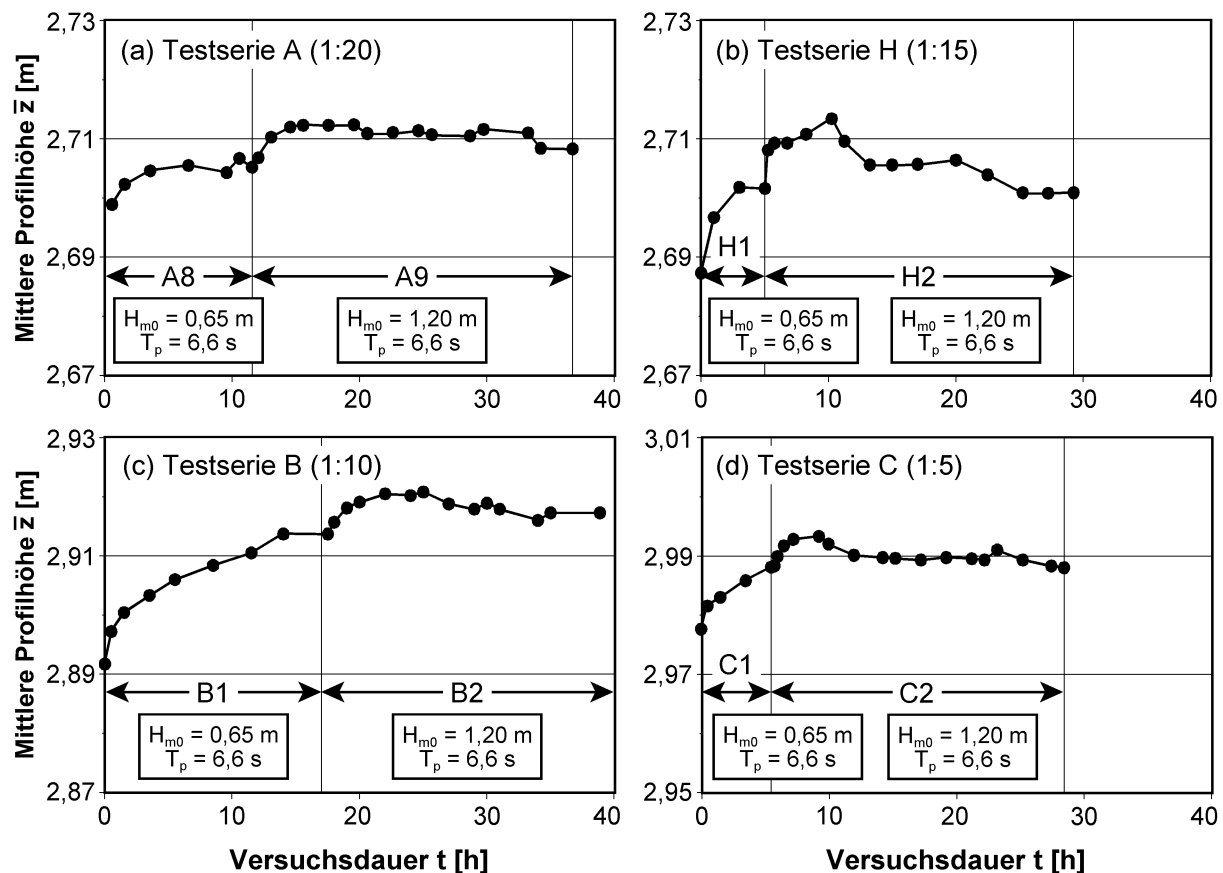


Abb. 55: Veränderung der mittleren Profilhöhen \bar{z} während der SAFE-Experimente

Kanalbreite ausgeglichenes Profil oder sogar eine Erhöhung um bis zu $\Delta z \approx 10$ cm an den -rändern erkennbar (Abb. 56a).

Die Erhöhung des Strandprofils in Kanalmitte bei gleichzeitiger Absenkung an den Rändern ist ein Modelleffekt, der vermutlich auf die infolge der Randbedingungen sowie zusätzlicher Reibungsverluste reduzierten Orbitalgeschwindigkeiten an den Kanalwänden (SVENDSEN & HANSEN, 1976; vgl. Abschnitt 2.5.2) zurückzuführen ist. Hierdurch bilden sich küstennormale Strömungswalzen, die den Sand von den Seitenwänden in die Mitte des Kanals transportieren (RAUDKIVI, 2001). Dies kann anhand der vorliegenden Messdaten jedoch nicht abschließend nachgewiesen werden. Hier besteht für zukünftige Untersuchungen weiterer Forschungsbedarf.

Die Auswertungen zeigen, dass der Fehler, der bei der Bestimmung der Profilhöhen aus Vermessungsdaten einer Spur in Kanalmitte entsteht, unter stark erosiven Bedingungen über der Rinne bis zu 15 % der dortigen Wassertiefe betragen kann. Ein solcher Fehler wirkt sich insbesondere im Hinblick auf die Bestimmung küstennormaler Sedimenttransportraten während einer Sturmflut aus. Es ist daher unumgänglich, zusätzliche Vermessungen im Bereich der Seitenwände durchzuführen. Da die Entwicklung symmetrisch von beiden Rändern erfolgt, ist es jedoch ausreichend, das Querprofil entlang einer der beiden Seitenwände aufzunehmen.

5.2 Seeseitige Begrenzung des "aktiven" Profils (*Closure Depth*)

Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 erläutert, kann die Kenntnis der "Grenztiefe" h_c (*Closure Depth*; vgl. Abb. 20) u.a. dazu beitragen, den für Profilvermessungen erforderlichen Zeitaufwand und die zu erfassende Datenmenge reduzieren, indem diese nur im Bereich relevanter

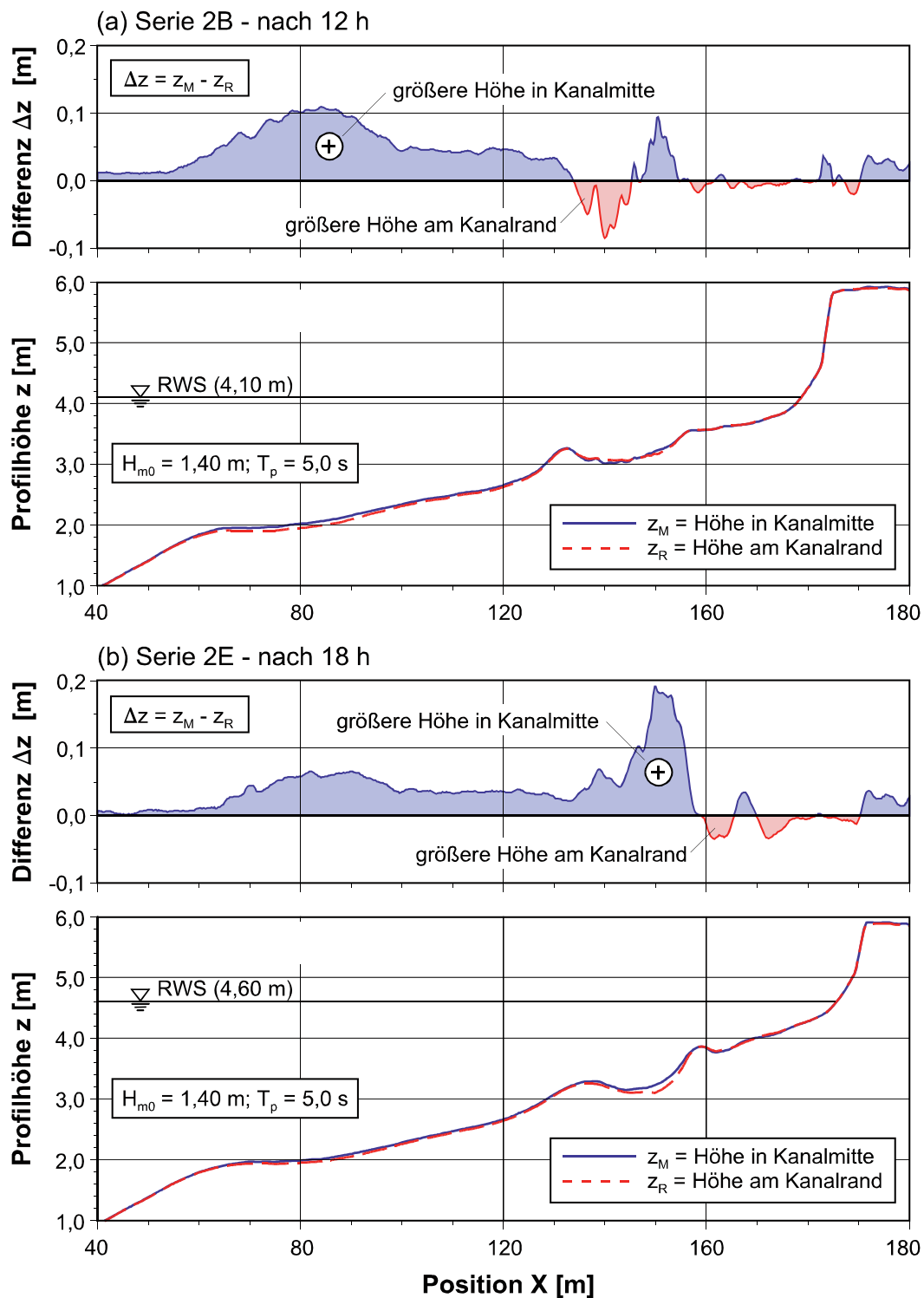


Abb. 56: Strandprofile und Höhendifferenzen Δz zwischen Kanalmitte und -rand am Ende der LIP 11 D Testserien 2B und 2E

morphologischer Veränderungen durchgeführt werden. Im Folgenden werden daher die in Abschnitt 2.4.2 vorgestellten Berechnungsansätze gemäß der in Abb. 57 skizzierten Vorgehensweise hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf großmaßstäbliche Modellversuche überprüft.

Die sich im Wellenkanal einstellende "Grenztiefe" wird aus der Umhüllenden der Profilentwicklung bestimmt, die sich aus den geringsten und größten Höhen z_{\min} und z_{\max} entlang des

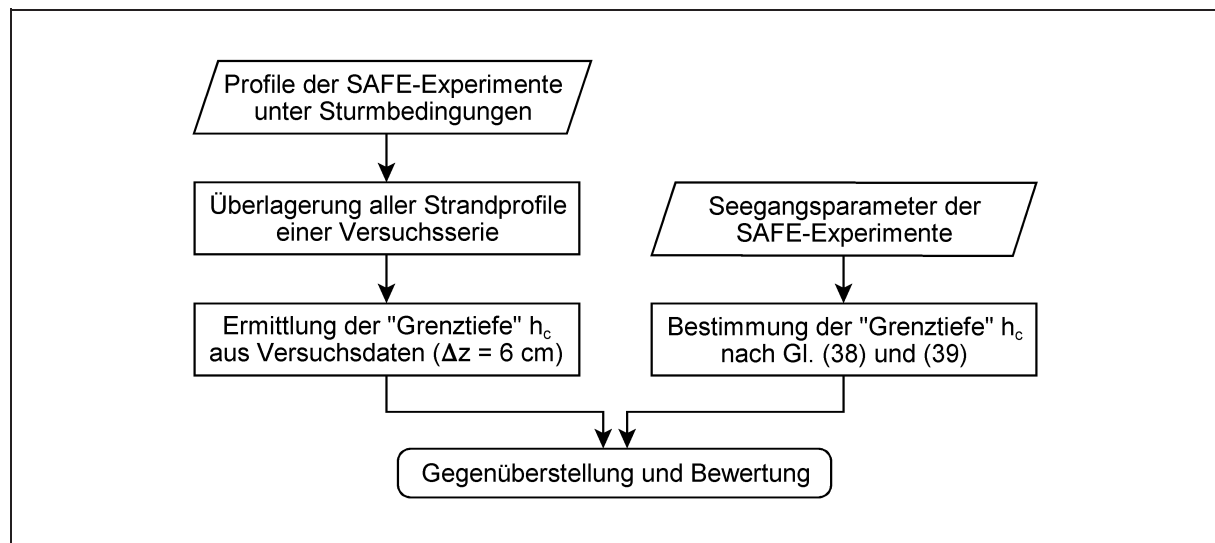


Abb. 57: Vorgehensweise bei der Überprüfung bekannter Ansätze zur Bestimmung der see-seitigen Begrenzung des Sedimenttransportes (*Closure Depth*)

Vorstrandprofils errechnet. Die "Grenztiefe" h_c der über $\Delta X = 2,0$ m geglätteten Profile (vgl. Abb. 40) wird entsprechend der Empfehlung von NICHOLLS & BIRKEMEIER (1997) dort definiert, wo der Wert $\Delta z = z_{\max} - z_{\min} = 6$ cm an allen landseitig gelegenen Messpositionen überschritten wird. Hierfür werden ausschließlich die unter Sturmbedingungen ($H_{m0} = 1,20$ m; $T_p = 6,6$ s; Tab. 9) durchgeführten Testserien der SAFE-Experimente herangezogen, da diese im Vergleich zu den übrigen Versuchsserien (i) über eine relativ lange Versuchsdauer durchgeführt wurden, (ii) ausreichende Profilveränderungen bewirken und (iii) deren Vermessungsdaten keine Fehler z.B. infolge technischer Probleme aufweisen.

Für die vier analysierten Testserien ergeben sich annähernd identische "Grenztiefen" h_c mit einem Mittelwert von $h_c = 1,92$ m (Abb. 58) bei einer Standardabweichung von $\sigma_h = 3,7$ cm ($\sigma'_h = 1,9$ %). Die aus den überprüften Berechnungsansätzen bestimmten Werte in Tab. 22 zeigen, dass Gl. (39) für die im GWK simulierten Seegangsbedingungen deutlich höhere Wassertiefen h_c liefert, während der vereinfachte Ansatz nach Gl. (40) unter Vernachlässigung der Wellenperiode mit $h_c = 1,88$ m eine sehr gute Übereinstimmung mit der tatsächlichen Profilentwicklung aufweist.

Unter sedimentologischen und hydrodynamischen Bedingungen, wie sie in den Experimenten des SAFE-Projektes untersucht wurden, kann die seeseitige Grenze des "aktiven" Profils demnach mit hoher Genauigkeit nach BIRKEMEIER (1985; Gl. (40)) mit dem 1,57-fachen der

Tab. 22: Berechnete "Grenztiefen" h_c und statistische Abweichungen (nach Anlage B) der aus Profilvermessungen ermittelten "Grenztiefen" (vgl. Abb. 58) für die untersuchten Sturmbedingungen

Verwendeter Berechnungsansatz für SAFE-Versuche unter Sturmbedingungen ($H_{s,e} = 1,2$ m; $T_p = 6,6$ s; $T_m = 5,0$ s)	Errechnete "Grenztiefe"	Statistische Abweichungen der "Grenztiefen" aus Messdaten		
	h_c [m]	σ_h [m]	σ'_h [%]	δ_h [%]
HALLERMEIER (1978; Gl. (39)) mit $T_{s,e} = T_p$	2,51	0,69	27,4	23,7
HALLERMEIER (1978; Gl. (39)) mit $T_{s,e} = T_m$	2,33	0,48	20,6	17,8
BIRKEMEIER (1985; Gl. (40))	1,88	0,05	2,9	2,1

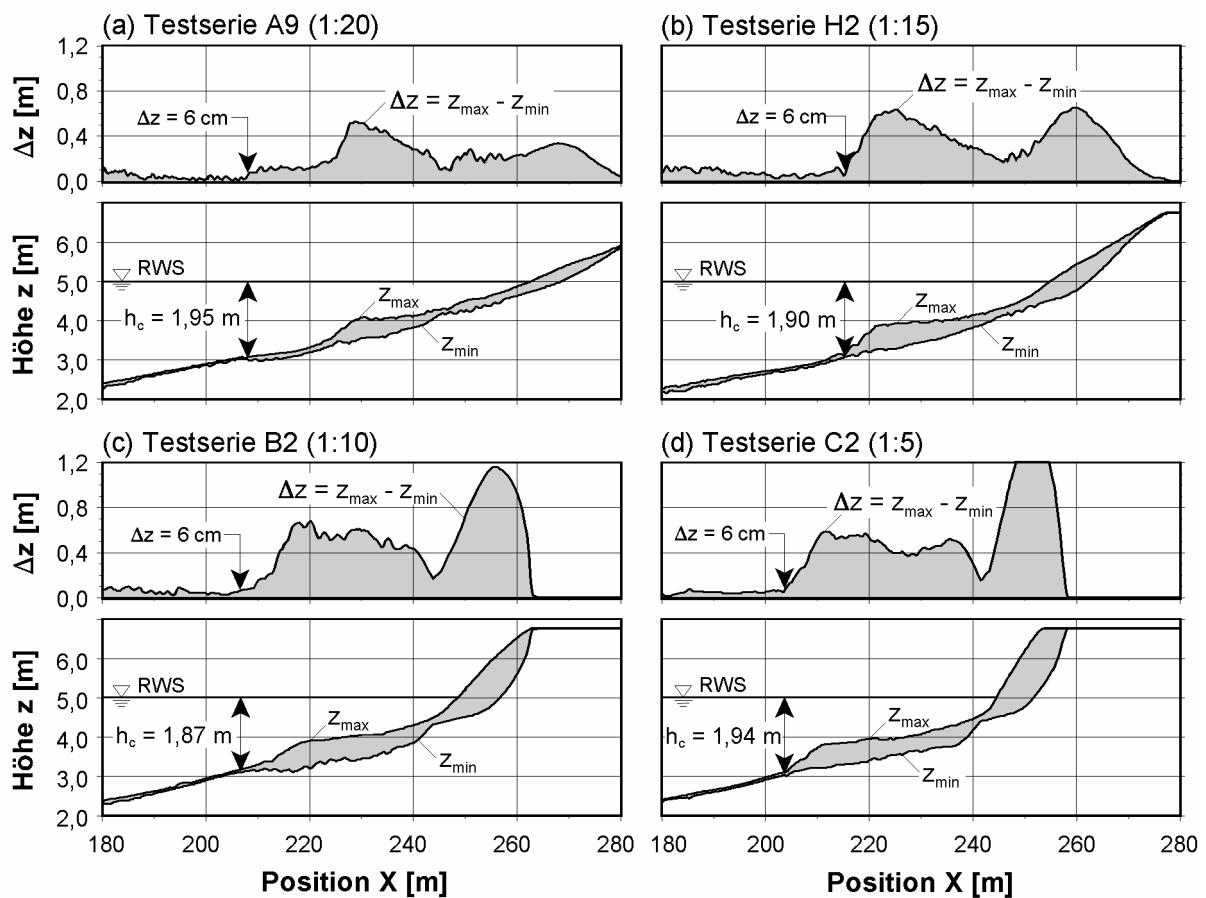


Abb. 58: Bestimmung der "Grenztiefen" h_c für die unter Sturmbedingungen durchgeführten Testserien der SAFE-Experimente

signifikanten Wellenhöhe abgeschätzt werden. Auf dieser Grundlage wäre es somit ausreichend gewesen, die Profile während der SAFE-Experimente vom Strand beginnend bis zur Position $X \approx 200$ m (s. Abb. 58) aufzunehmen. In der Praxis hätte dies eine Verkürzung der zur Erfassung der Profilveränderungen notwendigen Strecke von ca. 210 m auf etwa 70 m zur Folge gehabt. Ausgehend von den untersuchten Sturmbedingungen, die den ungünstigsten Fall mit der größten Grenztiefe aller Versuche darstellen, hätten bei insgesamt 189 Einzelmessungen mit einem durchschnittlichen Zeitaufwand von ca. 45 Minuten mindestens 95 zusätzliche Stunden bzw. 35 % der reinen Versuchszeit von 273 Stunden für die Durchführung weiterer Experimente zur Verfügung gestanden.

Inwieweit der Ansatz auch für andere Seegangs- und Sedimentverhältnisse Gültigkeit besitzt, kann auf Grundlage des analysierten Datenmaterials mit nur einer Wellenhöhe und -periode sowie über die Versuchsdauer gleichbleibenden Sedimenteigenschaften nicht beantwortet werden. Da neben der Wellenhöhe insbesondere die Wellenperiode und der Korndurchmesser den Bewegungsbeginn des Sedimentes (Abschnitt 2.3.1) und damit auch die seeseitige Grenze des "aktiven" Profils beeinflussen, sind zukünftig weitere großmaßstäbliche Laborversuche mit ausreichend langen Versuchsserien sowie sorgfältig durchgeführten Profilvermessungen und deren Analyse zur Überprüfung von Gl. (40) bzw. zur Anpassung der Konstanten in Gl. (39) erforderlich.

5.3 Zeitlicher Verlauf der Strandprofilentwicklung

Das Konzept der Gleichgewichtsprofils beschreibt zwar die Form eines sich infolge konstanter Wasserstands- und Seegangbelastung einstellenden Strandprofils, gibt jedoch keine Auskunft über die zeitliche Entwicklung bis zum Erreichen dieses Zustandes. Da Modellversuche zum Strandverhalten und entsprechende Profilvermessungen solange durchgeführt werden, bis der küstennormale Sedimenttransport so gering wird, dass er keine Veränderungen der Strandprofilform bewirkt, ist es im Hinblick auf die Verkürzung der Nutzungsdauer einer Versuchseinrichtung und der damit verbundenen Kostensenkung erforderlich

- (i) die Dauer der einzelnen Versuche und
- (ii) die Anzahl der benötigten Vermessungen

zu optimieren. Zu diesem Zweck wird, wie in Abb. 59 dargestellt, vorgegangen.

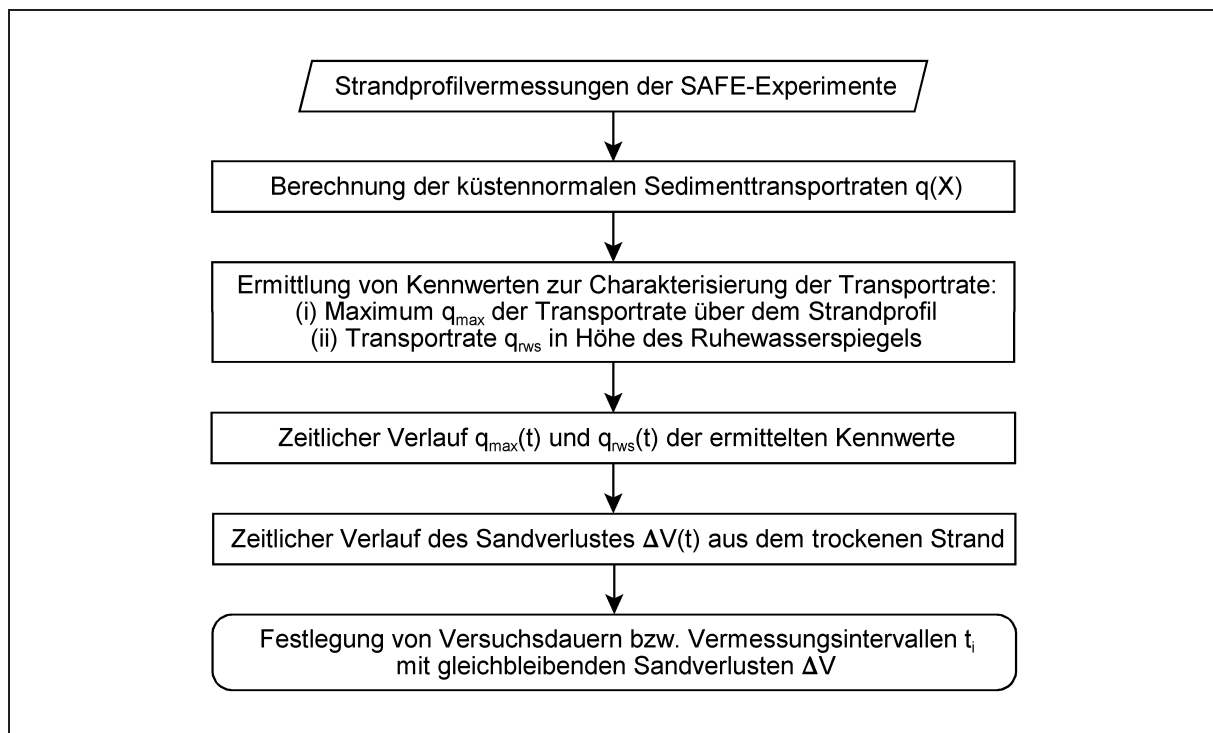


Abb. 59: Vorgehensweise zur Optimierung der Dauer einzelner Versuche und der Anzahl der benötigten Strandprofilvermessungen

Als Indikator für die Profilentwicklung dient die zeitliche Veränderung der küstennormalen Sedimenttransportrate $q(X)$ pro lfd. m Kanalbreite, für deren Ermittlung die in Abb. 60 definierten Parameter herangezogen werden. $q(X)$ errechnet sich für jeden Einzeltest mit einer Dauer $\Delta t = t_2 - t_1$ aus der Kontinuitätsbedingung durch Integration der Differenzen $\Delta h(X)$ zwischen dem Ausgangsprofil zum Zeitpunkt t_1 und dem Endprofil zum Zeitpunkt t_2 :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial X} \Rightarrow q(X) = - \frac{1}{\Delta t} \int_{X_1}^X \Delta h(X) dX \quad (57)$$

mit X_1 = küstennormale Position seeseitig der "Grenztiefe" h_c

Die aus Messdaten errechneten Sandvolumina eines Ausgangs- und eines Endprofils sind jedoch i.d.R. nicht identisch. Die Gründe hierfür sind z.B. (i) Ungenauigkeiten der Profilvermessungen, (ii) Sandtransporte von den Rändern in die Mitte des Kanals oder (iii) Ände-

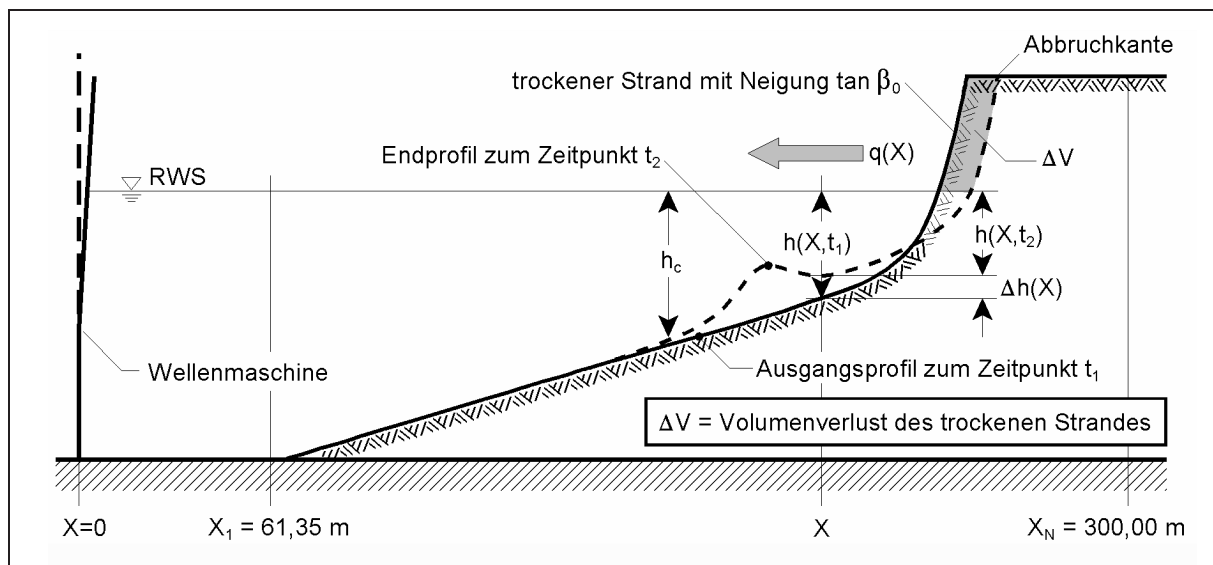


Abb. 60: Bezeichnungen zur Bestimmung der küstennormalen Sedimenttransportrate $q(X)$ aus Vermessungsdaten von Strandprofilen vor und nach einem Modellversuch

rungen der Porosität des Sandbettes infolge der Welleneinwirkung. Zur Erfüllung der Kontinuitätsbedingung ist es daher erforderlich, das Endprofil um die Differenz Δh zwischen der mittleren Wassertiefe über dem Ausgangs- und dem Endprofil abzusenken:

$$\Delta \bar{h} = \frac{1}{(X_N - X_1)} \int_{X_1}^{X_N} \Delta h(X) dX \quad (58)$$

X_N ist analog zu X_1 eine landwärtige Grenze hinter der Abbruchkante (s. Abb. 60), an der keine Veränderungen des Strandprofils auftreten. Nach Einführung des Korrekturfaktors Δh in Gl. (57) ergibt sich die Sedimenttransportrate $q(X)$ zu

$$q(X) = -\frac{1}{\Delta t} \int_{X_1}^X [\Delta h(X) - \Delta \bar{h}] dX \quad (59)$$

Die Berechnung der Quertransportraten $q(X)$ für die unter Sturmbedingungen durchgeführten SAFE-Versuche wird - entsprechend der Betrachtungen in Abschnitt 5.1.2 - zwischen den Grenzen $X_1 = 61,35$ m und $X_N = 300,00$ m durchgeführt. Für die Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Transportraten über die mit verschiedenen Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0$ durchgeführten Testserien (Abb. 61) wird auf die jeweils ersten Einzeltests verzichtet, da der Einfluss anderer Effekte (Sandumlagerungen von den Seitenwänden in Kanalmitte, Abnahme der Porosität des Sandbettes) den Quertransport zu stark überlagert. Dennoch zeigt sich deutlich über die jeweilige Versuchsdauer, dass

- (i) der seewärts gerichtete Sedimenttransport in seiner Gesamtmenge zurückgeht,
- (ii) der Maximalwert q_{\max} der Transportrate in der äußeren Brandungszone abnimmt,
- (iii) die Position des Transportmaximums q_{\max} (in Abb. 61 grau hinterlegt) sich mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von ca. 1 m/h seewärts verschiebt.

Der Rückgang der Transportraten $q(X)$ über die Versuchsdauer t kann aber nicht nur durch den zeitlichen Verlauf ihres Maximums q_{\max} verdeutlicht werden, sondern auch durch die

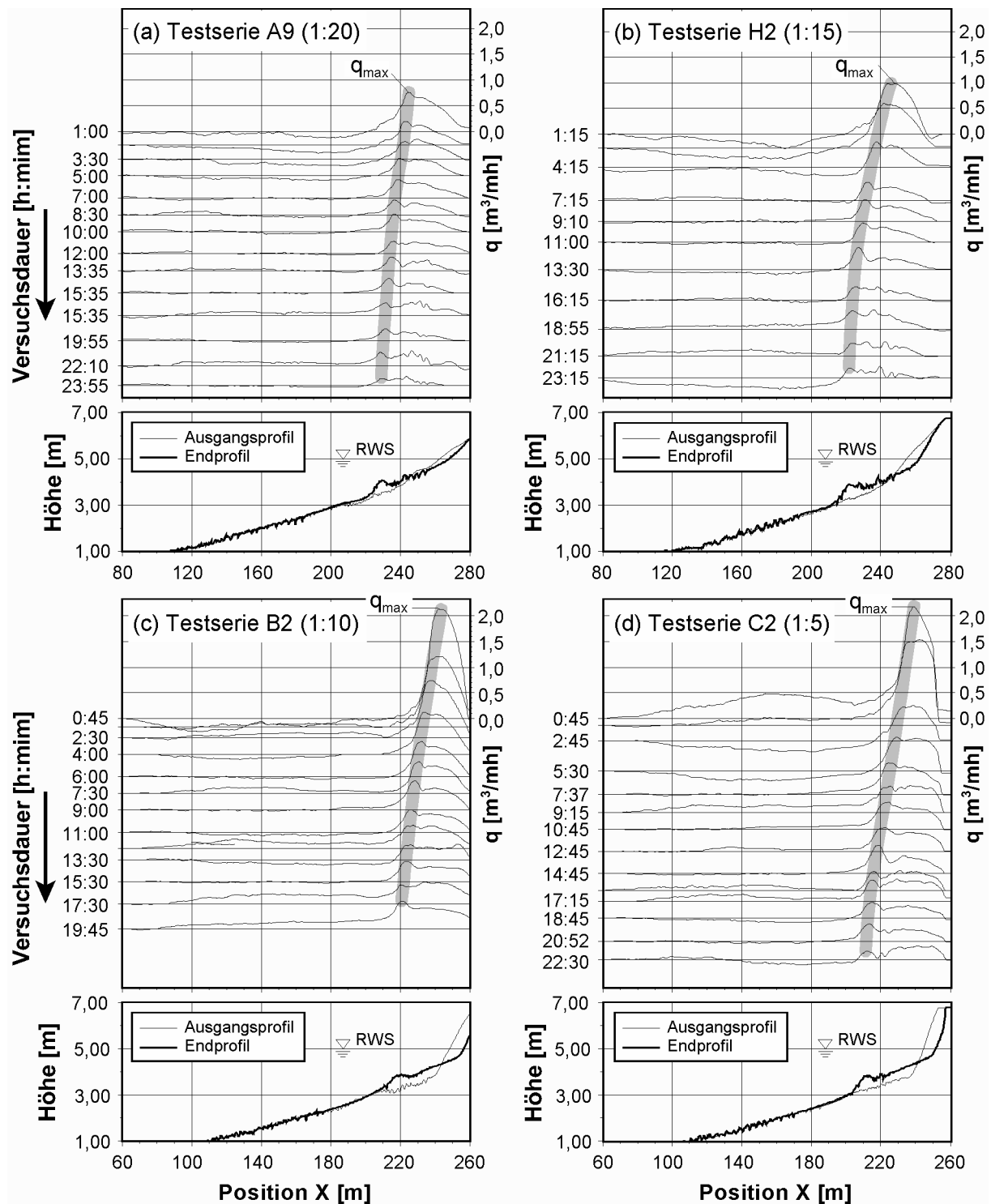


Abb. 61: Zeitliche Entwicklung des seewärts gerichteten Sedimenttransportes $q(x)$ unter Sturmbedingungen ($H_{m0} = 1,2$ m; $T_p = 6,6$ s) während der SAFE-Experimente

Transportrate q_{rws} in Höhe des Ruhewasserspiegels. Die Positionen beider Kennwerte sind nicht fix, sondern bewegen sich entsprechend der Strandprofilentwicklung. Die Position von q_{max} kann etwa dem Brechpunkt gleichgesetzt werden, d.h. dass q_{max} die morphodynamische Aktivität des Vorstrandprofils in der äußeren Brandungszone repräsentiert. Dagegen wandert die Position von q_{rws} unter den simulierten Sturmbedingungen mit der Uferlinie landwärts. Somit wird durch q_{rws} die vom Strand über die Uferlinie in die Brandungszone transportierte

Sandmenge beschrieben, wodurch gleichzeitig der Sandverlust ΔV des trockenen Strandes ausgedrückt wird.

Sowohl Abb. 61 als auch Abb. 62 belegen für die Brandungszone eine Abhängigkeit des küstennormalen Sedimenttransportes $q(X)$ von der Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0$, die darauf zurückzuführen ist, dass eine steilere Neigung infolge der stärkeren Energiedissipation eine höhere Transportrate bewirkt. Darüber hinaus zeigt sich, dass die den Transport kennzeichnenden Größen q_{\max} (Abb. 62a) und q_{rws} (Abb. 62b) innerhalb der ersten vier bis fünf Versuchsstunden stark abnehmen, danach aber nur noch leicht zurückgehen. Am Ende der Testserien ist noch immer ein geringer seewärts gerichteter Transport zwischen 0,1 und 0,3 m³/mh zu verzeichnen, d.h. auch nach 25 Stunden befindet sich das Strandprofil noch nicht in einem statischen Gleichgewicht mit der Wasserstands- und Seegangsbelaftung.

Zur Anpassung der in Abb. 62 dargestellten Verläufe von q_{\max} und q_{rws} über die Dauer t der vier analysierten Testserien werden jeweils Funktionen der Form

$$q(t) = a_1 t^b \quad (60)$$

verwendet, die in Übereinstimmung mit der Gleichgewichtsprofiltheorie ausdrücken, dass sich die Transportrate theoretisch bei $t \rightarrow \infty$ dem Wert $q(t) = 0$ nähert.

Die durch Regressionsanalysen ermittelten Werte für die Konstanten a_1 und b sowie Standardabweichungen σ_q und Korrelationskoeffizienten r sind in Tab. 23 (weiß hinterlegt) zusammengefasst. Da der Regressionskoeffizient b durchgehend Werte zwischen -0,5 und -1,1 annimmt, wird für eine zweite Analyse ein einheitlicher Mittelwert $b = -2/3$ für alle Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0$ festgelegt (in Tab. 23 durch Fettdruck gekennzeichnet). Hierdurch vereinfacht sich Gl. (60), so dass in den nachfolgenden Betrachtungen die Bestimmung lediglich eines Regressionskoeffizienten erforderlich ist. Die statistischen Kennwerte (grau hinterlegt) belegen eine annähernd gleiche Qualität der ermittelten Anpassungsfunktionen. Auffällig ist dabei, dass die Werte für a_1 mit der Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0$ zunehmen.

Nach Gl. (60) mit $b = -2/3$ kann das Verhältnis der Transportrate q_{\max} bzw. q_{rws} zu zwei beliebigen Zeitpunkten t_1 und t_2 durch

$$\frac{q(t_1)}{q(t_2)} = \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{-2/3} \quad \text{oder} \quad \frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{q(t_1)}{q(t_2)} \right)^{-3/2} \quad (61)$$

beschrieben werden. Daraus kann beispielsweise abgeleitet werden, dass für die Halbierung der küstennormalen Transportrate eine Zeitspanne Δt von

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \left(\frac{q(t_1)}{2 q(t_1)} \right)^{-3/2} t_1 - t_1 = 1,83 t_1 \quad (62)$$

benötigt wird oder dass bei gleicher Versuchsdauer Δt die mittlere Transportrate $q(t_1)$ des ersten Einzelversuches ($t_1 = 0,5 \Delta t$) einer Testserie etwa doppelt so hoch ist wie die des zweiten Versuches ($t_2 = 1,5 \Delta t$):

$$q(t_1) = \left(\frac{t_1}{3 t_1} \right)^{-2/3} q(t_2) = 2,08 q(t_2) \quad (63)$$

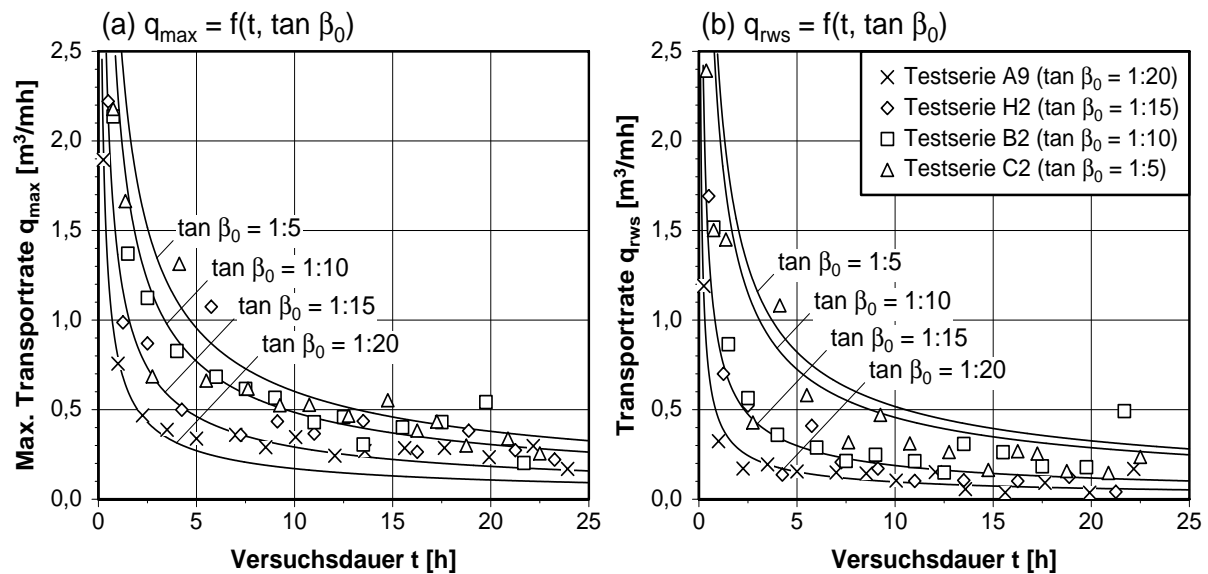


Abb. 62: Quertransport über die Dauer t der SAFE-Testserien unter Sturmflutbedingungen: (a) Maximum q_{\max} und (b) q_{rws} in Höhe des Ruhewasserspiegels (vgl. Abb. 61)

Tab. 23: Regressionskoeffizienten a_1 und b , Standardabweichungen σ_q und Korrelationskoeffizienten r der Transportraten q_{\max} und q_{rws} nach Gl. (60)

Testserie	Regressionskoeffizienten ¹⁾		Standardabweichung	Korrelationskoeffizient
	a_1 [$\text{m}^2/\text{s}^{1/3}$]	b [-]	σ_q [m^3/ms]	r [-]
(a) Maximale Transportrate $q_{\max}(t) = a_1 t^b$ (vgl. Abb. 62a)				
A9 (1:20)	0,018	-0,523	$2,2 \times 10^{-5}$	0,984
	0,052	-0,667	$3,5 \times 10^{-5}$	0,955
H2 (1:15)	0,059	-0,604	$5,5 \times 10^{-5}$	0,990
	0,088	-0,667	$6,0 \times 10^{-5}$	0,987
B2 (1:10)	0,256	-0,743	$5,6 \times 10^{-5}$	0,991
	0,147	-0,667	$6,3 \times 10^{-5}$	0,988
C2 (1:5)	1,567	-0,999	$14,0 \times 10^{-5}$	0,987
	0,182	-0,667	$22,8 \times 10^{-5}$	0,962
(b) Transportrate $q_{\text{rws}}(t) = a_1 t^b$ in Höhe des RWS (vgl. Abb. 62b)				
A9 (1:20)	0,044	-0,724	$1,7 \times 10^{-5}$	0,978
	0,029	-0,667	$1,7 \times 10^{-5}$	0,976
H2 (1:15)	0,052	-0,653	$3,5 \times 10^{-5}$	0,991
	0,057	-0,667	$3,4 \times 10^{-5}$	0,991
B2 (1:10)	3,756	-1,126	$5,5 \times 10^{-5}$	0,993
	0,138	-0,667	$14,7 \times 10^{-5}$	0,943
C2 (1:5)	3,266	-1,138	$11,7 \times 10^{-5}$	0,988
	0,157	-0,667	$23,3 \times 10^{-5}$	0,950

¹⁾ die fettgedruckten Werte sind festgelegt ($b = \text{konstant} = -2/3$)

Die zeitliche Entwicklung des Sandverlustes $\Delta V(t)$ aus dem trockenen Strand entspricht, wie bereits erläutert, der bis zum Zeitpunkt t durch den Schnittpunkt von RWS und Strandprofil seewärts transportierten Sandmenge:

$$\Delta V(t) = \int_0^t q_{\text{rws}}(t) dt \quad (64)$$

Abb. 63 zeigt den Volumenverlust $\Delta V(t)$ jeweils über die gesamte Versuchsdauer t der analysierten SAFE-Testserien unter Sturmbedingungen (25 Stunden). Die allgemeine Form der eingetragenen Anpassungsfunktion wird durch Integration von Gl. (60) ermittelt:

$$\Delta V(t) = -\int_0^t a_1 t^{-2/3} dt = \frac{3}{2} a_1 t^{1/3} = a_2 t^{1/3} \quad \text{mit } a_2 = \frac{3}{2} a_1 \quad (65)$$

Durch Gl. (65) wird der Sandverlust $\Delta V(t)$ des trockenen Strandes (Abb. 60) relativ genau beschrieben. Das wird durch Korrelationskoeffizienten r von 0,98 bis 1,0 belegt (Tab. 24). Die

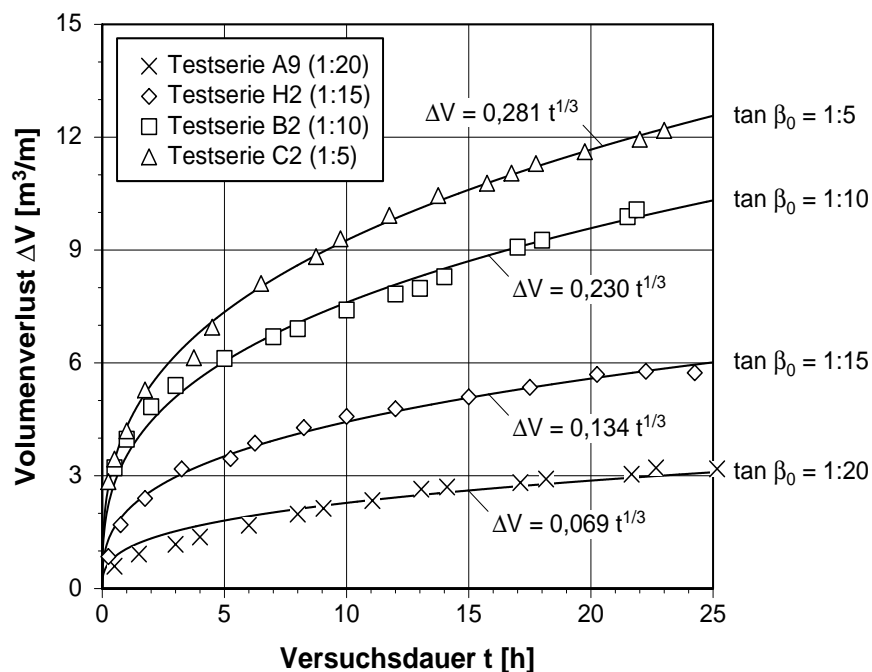


Abb. 63: Sandverluste ΔV aus dem trockenen Strand (oberhalb RWS) über die Versuchsdauer t der SAFE-Experimente unter Sturmflutbedingungen

Tab. 24: Regressionskoeffizienten a_2 sowie Standardabweichungen σ_v und Korrelationskoeffizienten r des Sandverlustes ΔV des trockenen Strandes nach Gl. (65)

Testserie	Regressionskoeffizient	Standardabweichung	Korrelationskoeffizient
	a_2 [m²/s¹/³]	σ_v [m³/m]	r [-]
A9 (1:20)	0,069	0,196	0,980
H2 (1:15)	0,134	0,162	0,996
B2 (1:10)	0,230	0,250	0,996
C2 (1:5)	0,281	0,161	0,999

Konstanten a_2 sind dabei jedoch etwas größer als dies nach der Substitution von $a_2 = 1,5 a_1$ in Gl. (65) zu erwarten gewesen wäre (vgl. Tab. 23). Der Grund hierfür ist, dass die Sandverluste $\Delta V(t)$ jeweils für das Versuchsende $t = t_2$ der Einzeltests betrachtet werden, während die Transportraten $q(t)$ für die Mitte $t = 0,5 (t_1 + t_2)$ der Versuche bestimmt werden.

Berücksichtigt man den in Tab. 24 erkennbaren linearen Zusammenhang zwischen den Regressionskoeffizienten a_2 und dem Kehrwert $1/\tan \beta_0$ der Ausgangsstrandneigungen, kann der Volumenverlust ΔV nach Gl. (65) für die untersuchten Bedingungen durch

$$\Delta V(t, \tan \beta_0) = \left(0,36 - \frac{0,015}{\tan \beta_0} \right) t^{1/3} \quad \text{für } 0,05 \leq \tan \beta_0 \leq 0,2 \quad (66)$$

beschrieben werden. Die mit $\sigma_v = 0,35 \text{ m}^3/\text{m}$ (Abb. 64) gegenüber Tab. 24 um 80 % höhere Standardabweichung ist darauf zurückzuführen, dass $\tan \beta_0$ eine theoretische Neigung des trockenen Strandes zu Versuchsbeginn ist, die beim Einbau nicht exakt eingehalten wurde. Zusätzlich bewirkten die unterschiedlichen Dauern der zuvor unter Normalbedingungen durchgeführten Versuchsserien (Tab. 9) weitere Unterschiede zwischen tatsächlichen und theoretischen Strandneigungen $\tan \beta_0$ zu Beginn der analysierten Sturmbedingungen. Dies betrifft in erster Linie die Serie B2, deren zu steile Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0$, die sich aufgrund der lediglich bis 0,25 m oberhalb RWS durchgeführten Strandprofilvermessung nicht exakt ermitteln lässt, die größten Abweichungen zwischen errechneten und gemessenen Sandverlusten ΔV verursacht (Abb. 64).

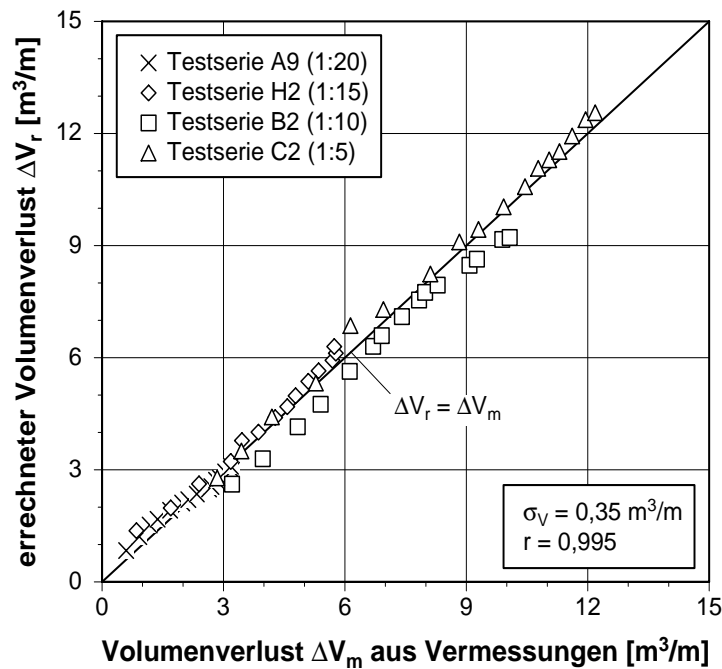


Abb. 64: Gegenüberstellung der nach Gl. (66) errechneten und der aus den Profilaufmaßen bestimmten Sandverluste ΔV aus dem trockenen Strand unter Sturmflutbedingungen

Unabhängig von der Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0$ ergibt sich nach Gl. (65) und (66) das Verhältnis der Verluste $\Delta V(t)$ zu zwei Zeitpunkten t_1 und t_2 aus

$$\frac{\Delta V(t_1)}{\Delta V(t_2)} = \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{1/3} \quad \text{oder} \quad \frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{\Delta V(t_1)}{\Delta V(t_2)} \right)^3 \quad (67)$$

Daraus folgt, dass der Strandrückgang $\Delta V(t_1)$ von $t = 0$ bis $t = t_1$ sich erst zum Zeitpunkt

$$t_2 = \left(\frac{2 \Delta V(t_1)}{\Delta V(t_1)} \right)^3 t_1 = 8 t_1 \quad (68)$$

verdoppelt. Hierdurch wird die Notwendigkeit möglichst kurzer Einzelversuche zu Beginn einer Testserie unterstrichen. Um die Versuchsergebnisse nicht durch Modelleffekte der Wellengenerierung (Abschnitt 2.5.2) zu beeinflussen, wird empfohlen die Versuchszeit Δt der Wiederholungszeit des eingesteuerten Wellenspektrums gleichzusetzen, im Falle der SAFE-Experimente $\Delta t = 15$ min (Tab. 10).

Die Dauer der folgenden Versuche wird unter Verwendung von Gl. (67) bestimmt, indem etwa gleichbleibende Sandverlagerungsmengen ΔV für jeden Einzelversuch gefordert werden. Diese Forderung erlaubt die Bestimmung der küstennormalen Sedimenttransporte $q(X)$ über die Gesamtdauer einer Versuchsserie mit der gleichen Genauigkeit, wie sie für die ersten Einzelversuche aufgrund der festgesetzten Versuchszeit (hier $\Delta t = 15$ min) maximal erreicht werden kann. Aus den o.g. Gründen empfiehlt es sich dabei, den ersten Versuch unberücksichtigt zu lassen und statt dessen den Sandverlust des zweiten Versuches als Referenzmenge zugrunde zu legen. Damit erhält man durch Umformung von Gl. (67) die für die Durchführung der Profilvermessungen erforderlichen Zeitpunkte t_i zwischen den Einzelversuchen:

$$t_i = \left(1 + 0,26(i-1) \right)^3 \Delta t_1 \quad \text{für } i \geq 1 \quad (69)$$

mit i = durchlaufende Nummer der Strandprofilvermessungen ($i = 1, 2, 3, \dots$)
 Δt_1 = Dauer des ersten Versuches

Die nach Gl. (69) für $\Delta t_1 = 15$ min berechneten Zeitpunkte t_i der ersten 13 Versuche einer Serie sind in Tab. 25 zusammengefasst. Die ebenfalls angegebenen Empfehlungen für t_i und die daraus resultierenden Versuchsdauern Δt_i sind der Dauer $\Delta t_1 = 15$ min des ersten Einzelversuches bzw. der Wiederholungszeit des Wellenspektrums angepasst. Für Wellenspektren mit abweichenden Wiederholungszyklen können die Versuchsdauern Δt_i bzw. die Vermessungszeitpunkte t_i nach Gl. (69) ermittelt werden.

Tab. 25: Berechnete und empfohlene Zeitpunkte t_i für die Profilvermessungen sowie daraus ermittelte Versuchszeiten Δt_i (jeweils für $\Delta t_1 = 15$ min)

Versuchsnummer i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Zeitpunkt t_i nach Gl. (69) [min]	15	30	53	85	127	182	252	336	438	559	699	862	1048
Empfohlener Zeitpunkt t_i [min]	15	30	60	90	120	180	240	330	420	540	660	840	1020
Versuchsdauer Δt_i [min]	15	15	30	30	30	60	60	90	90	120	120	180	180

Das angewandte Verfahren zur Ermittlung der Dauern Δt_i einzelner Versuche bezieht sich nicht nur auf den Sandverlust ΔV des trockenen Strandes. Bei gleichbleibender Belastung kann es auf den küstennormalen Sedimenttransport an beliebigen Positionen des Strandprofils übertragen werden, da es auf der Anpassungsfunktion nach Gl. (60) mit dem für alle Positionen gültigen Exponenten $b = -2/3$ beruht. Es gilt daher auch für die Gesamtmenge des über dem Strandprofil transportierten Sandes, die durch das Maximum q_{\max} charakterisiert wird.

Im Hinblick auf die erforderliche Gesamtdauer einer Versuchsserie bis zum Erreichen eines Gleichgewichtszustandes kann festgestellt werden, dass in der Versuchsserie A9 mit einer

Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0 = 1 : 20$ nach ca. 20 Stunden kein zusätzlicher Sand aus dem trockenen Strand verloren geht (Abb. 63). Bei steileren Strandneigungen des Ausgangsprofils sind zum Versuchsende nach 23 bis 25 Stunden zwar weitere Sandverluste aus dem Strand zu verzeichnen (Abb. 63), diese werden jedoch annähernd gleichmäßig durch die Brandungszone bis zum Brechpunkt transportiert (Abb. 61). Dies führt zu einer allmählichen Verbreiterung der Brandungszone, deren Form sich jedoch nicht mehr gravierend ändert. Das kann durch die Differenz $\Delta q(t) = q_{\max}(t) - q_{\text{rws}}(t)$, aus der sich der Sandverlust der Brandungszone zwischen Uferlinie und Brechpunkt ergibt, verdeutlicht werden. Nach Gl. (60) mit $b = -2/3$ und den in Tab. 23 festgelegten Koeffizienten a_1 beträgt der Nettoverlust $\Delta q(t)$ - unabhängig von der Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0$ - nach 20 Stunden zwischen 0,02 und 0,06 m³/mh, d.h. er bewegt sich maximal in der gleichen Größenordnung wie der Transport $q_{\text{rws}} = 0,06$ m³/mh der mit $\tan \beta_0 = 1 : 20$ durchgeführten Testserie A9. Für die in den SAFE-Experimenten untersuchten Bedingungen kann daher angenommen werden, dass sich nach 20 Stunden bei einem seewärts gerichteten Nettotransport $\Delta q = 0,06$ m³/mh ein Gleichgewichtsprofil eingestellt hat.

Aus der Analyse der zur Verfügung stehenden Versuchsdaten kann jedoch keine allgemein gültige Empfehlung abgeleitet werden, die auch auf andere Seegangsverhältnisse, Ausgangsprofile und insbesondere Sedimenteigenschaften übertragen werden kann. Bei abweichenden Eingangsbedingungen empfiehlt sich daher, zur Festlegung der erforderlichen Versuchsdauer ein numerisches Quertransportmodell (z.B. EDUNE oder SBEACH; vgl. Abschnitt 2.4.4) einzusetzen, mit dem vor Versuchsbeginn die zu erwartende Strandprofilentwicklung bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes simuliert wird.

5.4 Überprüfung von Gleichgewichtsprofilansätzen

Die in Abschnitt 2.4.3 vorgestellten Berechnungsansätze zur Bestimmung von Gleichgewichtsprofilen beruhen auf Analysen einer großen Anzahl natürlicher Strandprofile mit unterschiedlichen Sedimenteigenschaften. Es wird daher erwartet, dass deren Überprüfung Hinweise auf eine naturähnliche Ausbildung der Profilform im großmaßstäblichen Modell liefert. Darüber hinaus werden die genannten Ansätze hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf die im Labor herrschenden Verhältnisse eingeschätzt.

Zu diesem Zweck werden die in den Ansätzen von BRUUN (1954, Gl. (41)) und BODGE (1992, Gl. (45)) verwendeten Formbeiwerte mittels Regressions- und Korrelationsanalysen an die sich infolge der in den SAFE-Experimenten simulierten Sturmbedingungen entwickelten Strandprofile angepasst und mit diesen verglichen. Diese Profile weisen zwar oberhalb des erhöhten Wasserstandes weiterhin eine Abhängigkeit von der Ausgangsneigung $\tan \beta_0$ auf (NEWE et al., 1999; NEWE & PETERS, 2000); die Form der Brandungszone selbst, die durch Gl. (41) bzw. (45) beschrieben wird, ändert sich jedoch nicht mehr und erreicht somit ein Gleichgewicht. Lediglich das Riff im Bereich des Brechpunktes entfernt sich bei weiterhin seewärts gerichtetem Sedimenttransport von der Uferlinie und bewirkt eine seewärtige Verlängerung der Gleichgewichtsprofilform, wie sie auch in der Natur vorkommt.

Die Vermessungsdaten der betrachteten Testserien belegen, dass sich trotz unterschiedlicher Ausgangsprofile (Abb. 65a) nach ca. 25 Stunden unterhalb des RWS eine nahezu identische Profilform im Bereich zwischen Uferlinie und Riff einstellt (Abb. 65b). Nur die Versuchsserie A9 mit der geringsten Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0 = 1 : 20$ zeigt im Vergleich zu den übrigen Testserien eine Erhöhung von 15 bis 20 cm über die 40 m breite Brandungszone. Ursache hierfür ist offensichtlich die erheblich größere Sandmenge und die daraus resultierende geringere Wassertiefe in diesem Bereich zu Beginn der Versuchsserie (Abb. 65a). Dies führt zu einem früheren Wellenbrechen und einem gleichmäßigeren Abbau der einlaufenden See-

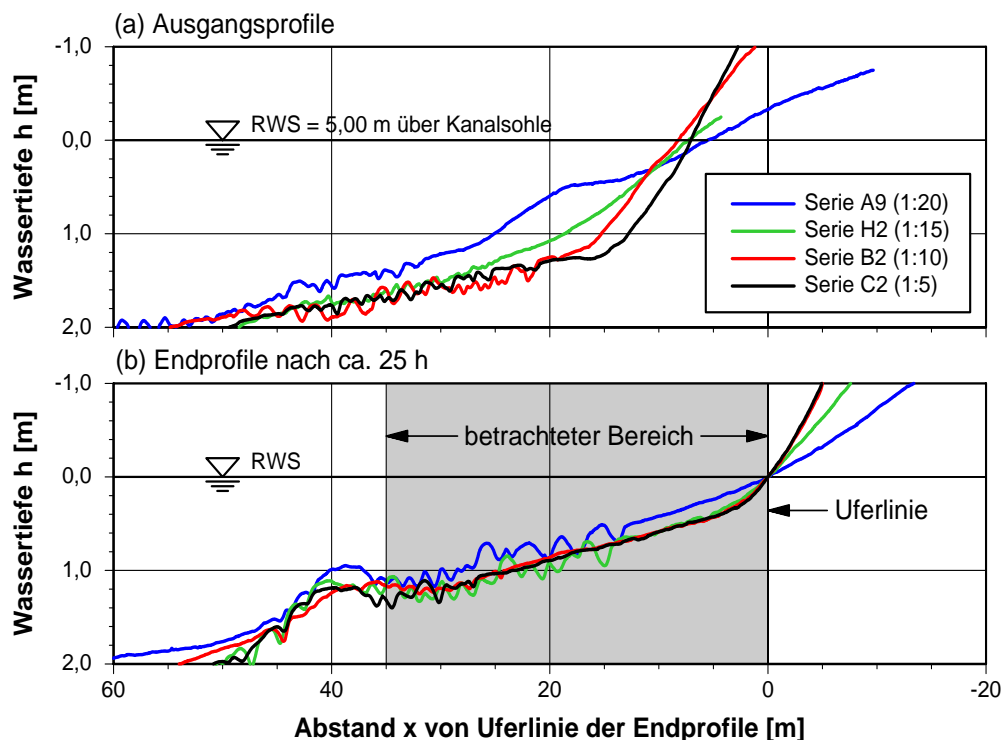


Abb. 65: Auf die Uferlinie (nach Versuchsende) bezogene Profile der Brandungszone: (a) zu Beginn und (b) am Ende der SAFE-Testserien unter Sturmbedingungen

gangsenergie über dem Vorstrand. Das vorhandene Sediment wird deshalb in geringerem Maße mobilisiert und seewärts transportiert (Abschnitt 2.4.4).

Für die folgenden Regressionsanalysen wird ein 35 m breiter Bereich seewärts der Uferlinie des Sturmflutwasserstandes betrachtet (Abb. 65b). Die Beschränkung auf diesen Abschnitt gewährleistet, dass der größte Teil der Brandungszone erfasst wird. Die statistischen Abweichungen werden jedoch nicht durch das sich weiterhin seewärts bewegende Riff beeinträchtigt, da es sich nach 25 Stunden außerhalb des definierten Bereiches in einer Entfernung von ca. 40 m zur Uferlinie befindet (Abb. 65b). Neben den gemessenen Endprofilen wird ein über die fast identischen Endzustände der mit Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0 \leq 1 : 15$ durchgeführten Serien H2, B2 und C2 gemitteltes Profil für die Gegenüberstellungen herangezogen.

5.4.1 Verifizierung und Anpassung des Ansatzes von BRUUN

Der Ansatz von BRUUN (1954) wird sowohl in seiner Grundform nach Gl. (41) mit variablem Formparameter m als auch mit konstanten Wert $m = 2/3$ überprüft. Die Einbeziehung beider Varianten erfolgt trotz der sowohl von BRUUN (1954) auf empirischem als auch von DEAN (1977) auf theoretischem Wege nachgewiesenen Festlegung, da sich im Schrifttum häufig abweichende Formbeiwerte m finden (z.B. DEAN, 1977; VELLINGA, 1984; RAUDKIVI, 1998).

In Abb. 66 sind die an die Endprofile der durchgeführten Testserien angepassten Funktionen dargestellt, die für die mit Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0 \geq 1 : 15$ durchgeführten Versuchsserien aus dem gemittelten Strandprofil bestimmt wurden. Die zugehörigen Zahlenwerte für die Parameter A und m der Gleichgewichtszustände aller untersuchten Versuchsserien sind in Tab. 26 angegeben. Dabei enthalten die grau hinterlegten Felder die Resultate der Analysen mit konstantem Formbeiwert $m = 2/3$, der zusätzlich durch Fettdruck gekennzeichnet ist.

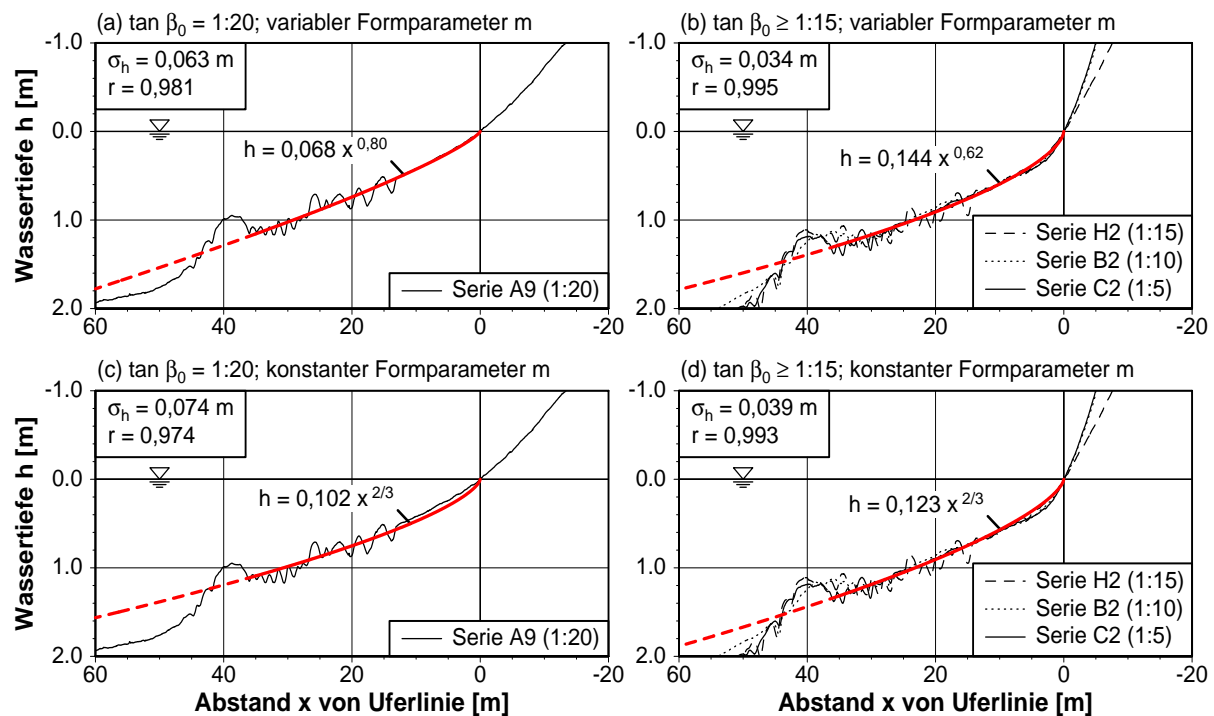


Abb. 66: Anpassung theoretischer Gleichgewichtsprofile nach dem Ansatz von BRUUN (1954; Gl. (41)) mit variablem und konstantem Formparameter m an Endprofile der SAFE-Experimente

Tab. 26: Statistische Kennwerte der Anpassung von Gleichgewichtsprofilen nach dem Ansatz von BRUUN (1954; Gl. (41)) an Endprofile der SAFE-Experimente (vgl. Abb. 66)

Testserie	Gleichgewichtsprofilparameter	Profilformparameter ¹⁾	Standardabweichung	Korrelationskoeffizient
	$A [m^{1/3}]$	$m [-]$	$\sigma_h [m]$	$r [-]$
A9 (1:20)	0,068	0,80	0,063	0,981
	0,102	0,67	0,074	0,974
H2 (1:15)	0,140	0,63	0,076	0,976
	0,124	0,67	0,077	0,975
B2 (1:10)	0,148	0,60	0,037	0,993
	0,121	0,67	0,044	0,990
C2 (1:5)	0,144	0,62	0,038	0,993
	0,123	0,67	0,042	0,992
H2/B2/C2 (gemittelt)	0,144	0,62	0,034	0,995
	0,123	0,67	0,039	0,993

¹⁾ die fettgedruckten Werte sind festgelegt ($m = \text{konstant} = 2/3$)

Bei variablem Formbeiwert m zeigen sowohl das Endprofil der Serie A9 ($\tan \beta_0 = 1 : 20$) mit $A \approx 0,07 \text{ m}^{1/3}$ und $m \approx 0,80$ (Abb. 66a) als auch das gemittelte Endprofil der übrigen Versuchsreihen ($\tan \beta_0 \geq 1 : 15$) mit $A \approx 0,14 \text{ m}^{1/3}$ und $m \approx 0,62$ (Abb. 66b) eine sehr gute Anpassung an das theoretische Gleichgewichtsprofil. Lediglich im Bereich des Riffes (außerhalb

des betrachteten Bereiches) wird die Wassertiefe um bis zu 30 cm überschätzt. Nach Festlegung des Formbeiwertes auf $m = 2/3$ wird die Wassertiefe über dem sehr flachen Strandprofil der Testserie A9 aus o.g. Gründen auf einer Strecke von $\Delta x \approx 13$ m seeseitig der Uferlinie um 5 bis 7 cm überschätzt (Abb. 66c). Bei den übrigen Profilen zeigt sich gegenüber Abb. 66b im Bereich des Wellenablaufes eine geringfügig schlechtere Anpassung (Abb. 66d), die gemeinsam mit der zu großen Wassertiefe über dem Riff vermutlich auf die als Modelleffekt einzustufende, im Vergleich mit natürlichen Strandprofilen zu scharfkantigen Profilform im zweidimensionalen Kanal (KAMPHUIS, 1995; vgl. Abschnitt 2.5.2) zurückzuführen ist. Ansonsten entspricht der ermittelte Profilparameter $A \approx 0,12 \text{ m}^{1/3}$ der Profilform zu Beginn der Versuche (Abb. 27).

Insgesamt ist der Einfluss eines variablen Formparameters m auf die Profilform relativ gering. Das belegen sowohl die grafischen Darstellungen (Abb. 66) als auch die statistischen Kennwerte (Tab. 26). Für die Abschätzung des Strandrückgangs und der Profilentwicklung unter Verwendung von Gl. (41) ist deshalb ein konstanter Exponent $m = 2/3$ ausreichend. Der Profilparameter A kann dann direkt auf die Sedimenteigenschaften bezogen werden. Für den eingebauten Sand mit einer Sinkgeschwindigkeit $w = 0,042 \text{ m/s}$ liefern die Ansätze von KRIEBEL et al. (1991; Gl. (44)) mit $A = 0,127 \text{ m}^{1/3}$ und DEAN (1987; Abb. 22) mit $A = 0,126 \text{ m}^{1/3}$ vergleichbare Ergebnisse, die dem für die analysierten Versuchsserien mit $\tan \beta_0 \geq 1 : 15$ bestimmten Mittelwert $A = 0,123 \text{ m}^{1/3}$ (Tab. 26) in guter Näherung entsprechen. Dabei ist Gl. (44) aufgrund seiner Dimensionsechtheit zu bevorzugen (vgl. Abschnitt 2.4.3).

5.4.2 Verifizierung und Anpassung des Ansatzes von BODGE

Für die Anpassung des Ansatzes von BODGE (1992, Gl. (45)) werden sowohl der Abnahmeparameter K_B als auch die asymptotische Wassertiefe h_0 mittels Regressionsanalysen bestimmt. Die Ergebnisse (Abb. 67 und Tab. 27) deuten darauf hin, dass der Ansatz eher geeignet ist, die Entwicklung eines Strandprofils mit flacher Ausgangsneigung $\tan \beta_0$ zu beschreiben. So zeigt sich für die Testserie A9 mit $\tan \beta_0 = 1 : 20$ eine im Vergleich zur Formel von BRUUN (1954; Gl. (41)) mit konstantem Formparameter $m = 2/3$ (Abb. 66c) verbesserte Übereinstimmung im Bereich geringer Wassertiefen bis ca. $h = 0,50 \text{ m}$ (Abb. 67a).

Dagegen wird in den Endprofilen, die sich infolge der steileren Ausgangsstrände einstellen ($\tan \beta_0 \geq 1 : 15$; Abb. 67b), die Wassertiefe in der Wellenablaufzone durch Gl. (45) stärker unterschätzt als durch Gl. (41). Im Bereich des Riffes zeigt sich dann jedoch eine Angleichung der Profilform. Über den gesamten Untersuchungsabschnitt von $x = 0$ bis 35 m ist die Übereinstimmung beider Ansätze bei einer Strandneigung $\tan \beta_0 = 1 : 15$ des Ausgangsprofils etwa gleich, mit zunehmendem $\tan \beta_0$ zeigt sich eine im Vergleich zum Ansatz von BRUUN (1954) abnehmende Korrelation (Tab. 27).

Obwohl die Formparameter des Gleichgewichtsprofils nach BODGE (1992) relativ einheitlich festgelegt werden konnten, besteht die Schwierigkeit darin, diese auf lokale sedimentologische oder hydrodynamische Bedingungen zu beziehen. Untersuchungen hierzu wurden weder von BODGE (1992) noch von KOMAR & MCDUGAL (1994) durchgeführt. Auch das von KOMAR & MCDUGAL (1994) vorgeschlagene Verfahren zur Bestimmung der Formparameter, indem h_0 durch das Verhältnis $(\tan \beta)/K_B$ der Strandneigung an der Uferlinie ($x = 0$) zum Abnahmeparameter ersetzt und das Gleichgewichtsprofil durch die Position der "Grenztiefe" h_c gelegt wird, kann für die Anpassung der Brandungszone nicht herangezogen werden. Das wird dadurch belegt, dass die nach Gl. (45) für Ausgangsstrandneigungen $\tan \beta_0 \geq 1 : 15$ bestimmten Profile mit einer asymptotischen Wassertiefe $h_0 \approx 1,50 \text{ m}$ die in Abschnitt 5.2 ermittelte "Grenztiefe" $h_c = 1,92 \text{ m}$ gar nicht erreichen.

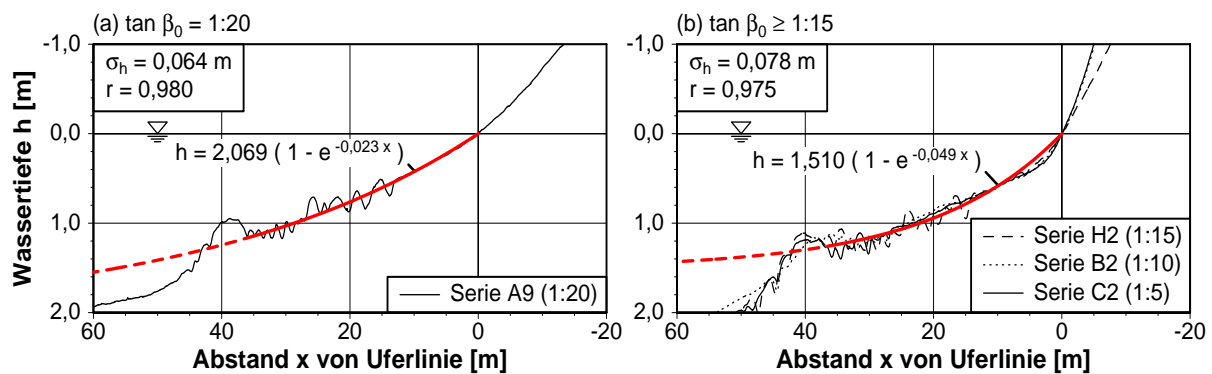


Abb. 67: Anpassung theoretischer Gleichgewichtsprofile nach dem Ansatz von BODGE (1992; Gl. (45)) an Endprofile der SAFE-Experimente

Tab. 27: Statistische Kennwerte der Anpassung von Gleichgewichtsprofilen nach dem Ansatz von BODGE (1992; Gl. (45)) an Endprofile der SAFE-Experimente (vgl. Abb. 67)

Testserie	Asymptotische Wassertiefe	Abnahme- parameter	Standard- abweichung	Korrelations- koeffizient
	h_0 [m]	K_B [1/m]	σ_h [m]	r [-]
A9 (1:20)	2,069	0,023	0,064	0,980
H2 (1:15)	1,527	0,049	0,078	0,975
B2 (1:10)	1,456	0,050	0,060	0,982
C2 (1:5)	1,559	0,046	0,064	0,981
H2/B2/C2	1,510	0,049	0,078	0,975

Darüber hinaus ist auch der von BODGE (1992) mit $K_B \approx 3 \times 10^{-4}$ bis $0,012 \text{ m}^{-1}$ angegebene Wertebereich für den Abnahmeparameter nicht geeignet, die Profilform der Brandungszone im GWK zu beschreiben. Die Empfehlung von BODGE (1992) beruht auf der Analyse relativ flacher Profile mit Neigungen $\tan \beta$ von 1 : 20 bis 1 : 60 im Bereich der Uferlinie. Zur Anpassung an die mit $\tan \beta \approx 1 : 7$ deutlich steileren Endprofile der Versuchsserien H2, B2 und C2 (Abb. 67b) sind jedoch viermal so hohe Abnahmeparameter ($K_B \approx 0,05 \text{ m}^{-1}$; vgl. Tab. 27) erforderlich.

5.4.3 Bewertung und Diskussion

Im Hinblick auf die Anwendbarkeit der überprüften Ansätze auf das sich im Labor einstellende Gleichgewichtsprofil lässt sich in Übereinstimmung mit DEAN (1991) feststellen, dass die errechneten Profilformen nur geringfügig voneinander abweichen. Aufgrund der Möglichkeit, die Formparameter direkt auf die Sedimenteigenschaften zu beziehen, ist dabei der Ansatz von BRUUN (1954) mit einem konstanten Formbeiwert $m = 2/3$ und einem nach Gl. (44) bestimmten Profilparameter A für die Abschätzung der Strandprofilentwicklung im großmaßstäblichen physikalischen Modell zu bevorzugen.

Die gute Übereinstimmung der SAFE-Profile mit den Profilformen nach den betrachteten Ansätzen deutet auf eine erheblich naturnähere Ausbildung des Strandprofils hin, als dies bei den 1993 im GWK durchgeführten "Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen" (Abschnitt 3.2) der Fall war. Die eingebaute Sandmenge war 1993 mit $1\,700 \text{ m}^3$ um 26 % ge-

ringer als während der SAFE-Experimente ($2\,300\text{ m}^3$) und bewirkte eine zu steile Neigung des seewärtigen Riffhanges (DETTE et al., 1996b; PETERS et al., 1996; vgl. Abschnitt 2.5.2). Daraus kann die Empfehlung für den Einbau eines den Sedimenteigenschaften und der hydrodynamischen Belastung entsprechenden Gleichgewichtsprofils oder wenigstens der für die Ausbildung benötigten Sedimentmenge abgeleitet werden. Zur Bestimmung des erforderlichen Sandvolumens wird eine Profilform des Vorstrandes nach Gl. (41) mit den o.a. Empfehlungen für die Formbeiwerte m und A bis zum Brechpunkt (z.B. nach Gl. (53)) angesetzt und seeseitig mit einer Neigung von $1:12,5$ (VELLINGA, 1983) mindestens bis zur "Grenztiefe" h_c (z.B. nach Gl. (40)) gemäß Abb. 21 verlängert. Im Bereich des trockenen Strandes und der dahinter liegenden Düne ist ein ausreichendes Sandvolumen für den erwarteten Küstenrückgang erforderlich, für dessen Ermittlung sich aus den in Abschnitt 2.4.4 erläuterten Gründen eine numerische Simulation mit dem Modell EDUNE (KRIEBEL, 1989) empfiehlt.

5.5 Einfluss von Modelleffekten auf die Strandprofilentwicklung

In großmaßstäblichen physikalischen Modellen mit beweglicher Sohle beeinflussen Modelleffekte die Entwicklung des Strand- und Vorstrandprofils in einem bislang nicht quantifizierbarem Maß. Um deren Größenordnung bestimmen zu können, wären Messdaten erforderlich, die unter ansonsten identischen Voraussetzungen in Labor und Natur gewonnen werden. Solche Daten sind aufgrund nicht kontrollierbarer Eingangsbedingungen in der Natur (z.B. Wasserstand und Seegang) sowie eingeschränkter technischer Möglichkeiten bei der Positionierung von Messgeräten zur Erfassung hydrodynamischer und morphologischer Größen nicht verfügbar. Andererseits können im Labor natürliche Ganglinien der Wasserstands- und Wellenbelastung in ihrer zeitlichen Variation nicht genau reproduziert werden.

Zur Abschätzung des Einflusses von Modelleffekten auf das Strandverhalten im großmaßstäblichen Wellenkanal wird zunächst in Abschnitt 5.5.1 die Wirkung einer ausgewählten Sturmflut auf die Entwicklung des Strandprofils in der Natur dargestellt. In Abschnitt 5.5.2 werden die Unterschiede der sturmflutbedingten Strandprofilentwicklung in der Natur und im Wellenkanal, die aus der Summe aller Modelleffekte resultieren, aufgezeigt und beurteilt. In Abschnitt 5.5.3 wird angestrebt, die Wirkung der unterschiedlichen Ganglinien des Wasserstandes und der Seegangparameter in der Natur und im Modell unter Verwendung eines numerischen Modells zur Berechnung des küstennormalen Sedimenttransportes (EDUNE modifiziert) getrennt von weiteren Modelleffekten zu bestimmen. Unter Heranziehung der in Abb. 68 dargestellten Vorgehensweise werden die verbleibenden Differenzen in der Strandprofilentwicklung möglichen Fehlern infolge der eingesetzten Messtechnik und Auswertungsmethodik gegenübergestellt und hinsichtlich ihrer möglichen Ursachen bewertet.

Für die Untersuchungen werden neben Daten der SAFE-Experimente Wasserstands- und Wellenaufzeichnungen sowie Strandprofilvermessungen aus Warnemünde herangezogen (vgl. Abschnitt 3.4). Diese Daten basieren auf ähnlichen Sedimenteigenschaften ($d_{50} = 0,3\text{ mm}$) und gewährleisten daher, dass die Modelleffekte nicht zusätzlich durch Maßstabeffekte bei der Nachbildung der morphodynamischen Prozesse (Abschnitt 2.5.1.2) überlagert werden.

5.5.1 Profilentwicklung in der Natur

Für die Beurteilung der sturmflutbedingten Strandprofilentwicklung in der Natur wird die in Warnemünde registrierte leichte Sturmflut vom 11. bis 13. Januar 1995 (Abb. 69) betrachtet, da der zeitliche Verlauf von Wasserstand, Wellenhöhe $H_{m0}(t)$ und Wellenanlaufzeit $\Theta(t)$ am ehesten den während der SAFE-Experimente simulierten Sturmbedingungen entspricht.

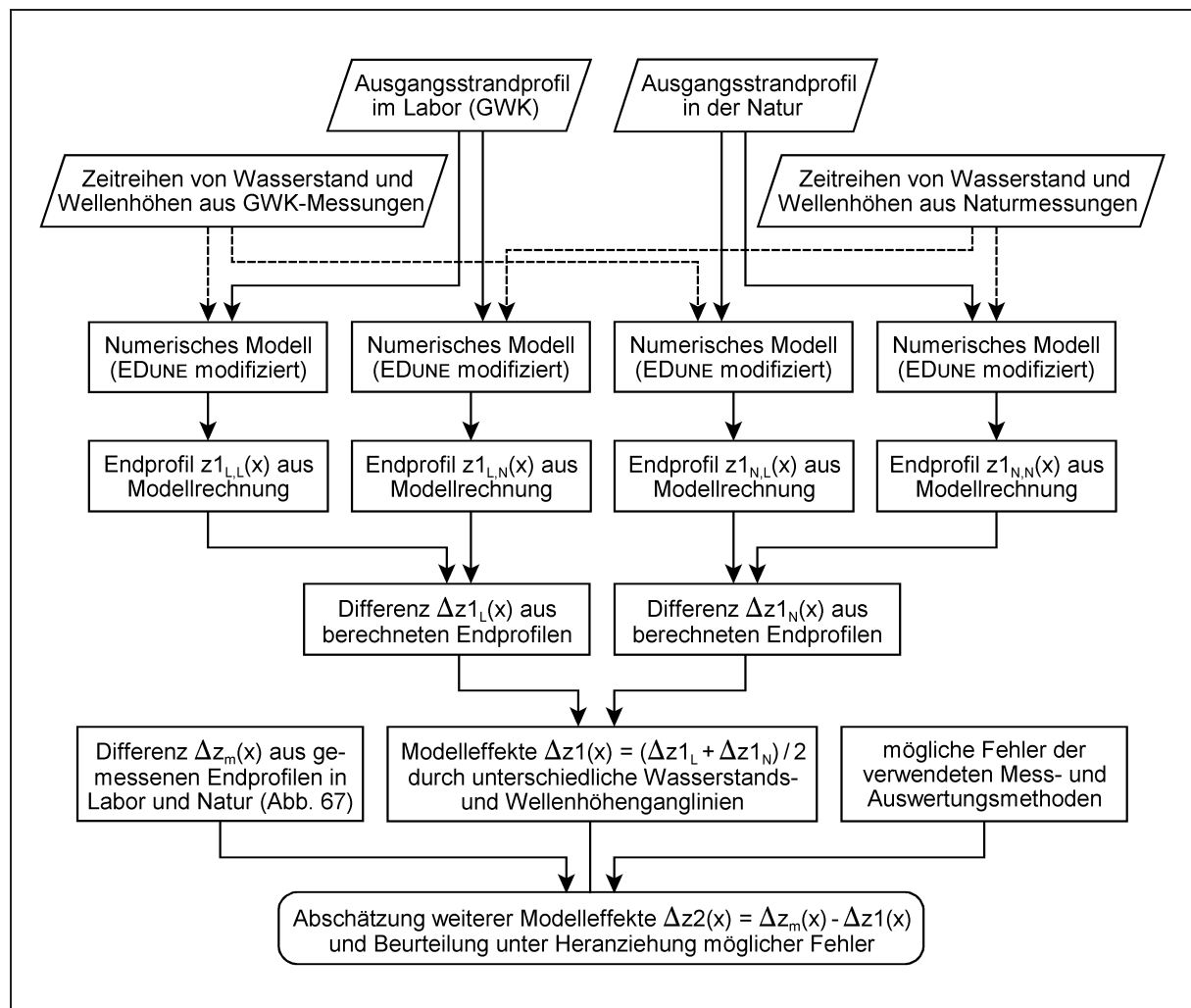


Abb. 68: Methodik zur Abschätzung und Beurteilung des Einflusses von Modelleffekten auf die Entwicklung eines Strandprofils

Der Höchstwasserstand von $NN + 0,86$ m am 12. Januar 1995 ist zwar etwas geringer als die im GWK simulierte Anhebung des Wasserstandes um 1,00 m, dagegen sind die Wellenhöhen im Maximum ($H_{m0} = 1,77$ m) und zum Zeitpunkt des Scheitelwasserstandes ($H_{m0} = 1,57$ m) größer als die des im GWK eingesteuerten TMA-Flachwasserspektrums ($H_{m0} = 1,20$ m). Betrachtet man jedoch den Mittelwert über einen der Versuchsdauer entsprechenden Zeitraum von 25 Stunden, so ist dieser mit $\bar{H}_{m0} = 1,35$ m nur noch um ca. 10 % höher. Auch die in Abb. 69 nicht dargestellten Wellenperioden entsprechen mit $T_p \approx 6$ s und $T_m \approx 5$ s den Sturmflutbedingungen der SAFE-Experimente (Tab. 10).

Zu Beginn der Sturmflut am 11. Januar weichen die gemessenen Wellenangriffsrichtungen Θ noch um ca. 30° von der Küstennormalen ab, vom 12. Januar bis zur Profilvermessung am 13. Januar wird bei einem Mittelwert von $\bar{\Theta} = 0,5^\circ$ aber ein etwa küstennormaler Wellenangriff verzeichnet. In diesem Zeitraum beträgt der küstenparallele Anteil weniger als 1 % des gesamten Energieflusses. Das deutet darauf hin, dass das vorhandene Sediment überwiegend in küstennormaler Richtung transportiert wird. Auch der Einfluss der Buhnen (s. Abb. 32) auf die Hydrodynamik und die daraus resultierende Morphodynamik ist unter diesen Bedingungen sehr gering, so dass die Verhältnisse an der Messbrücke (Abb. 32) näherungsweise mit denen im zweidimensionalen Wellenkanal vergleichbar sind.

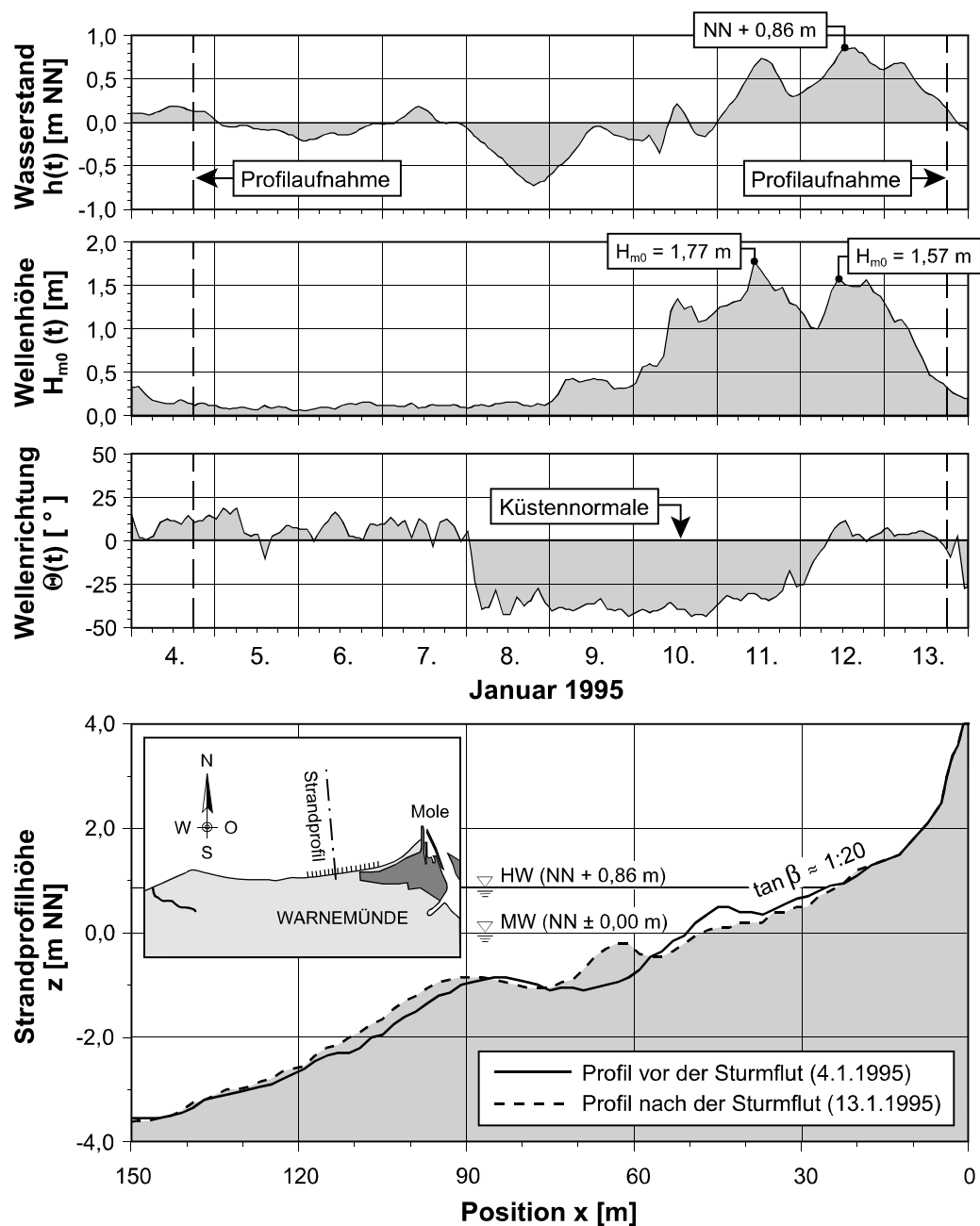


Abb. 69: Zeitreihen des Wasserstandes, der Wellenhöhe und -angriffsrichtung sowie Strandprofilentwicklung an der Messbrücke in Warnemünde (vgl. auch Abb. 32) vom 4. bis 13. Januar 1995

Die Auswirkung der Sturmflut auf das Strandprofil entlang der Messbrücke in Warnemünde wird durch die Profilvermessungen vom 4. und 13. Januar 1995 verdeutlicht (Abb. 69). Durch den Wasserstandsanstieg und die erhöhte Seegangsbelastung ist eine Sandmenge von ca. $6 \text{ m}^3/\text{m}$, die vor der Sturmflut in Form einer Berme auf dem trockenen Strand lag, in die äußere Brandungszone transportiert worden und hat dort zur Bildung eines etwa 80 cm hohen Riffes geführt. Infolge der Erosion hat sich im Bereich zwischen $\text{NN} \pm 0 \text{ m}$ und $\text{NN} + 1 \text{ m}$ eine Strandoberfläche mit einer Neigung von ca. $1 : 20$ eingestellt. Das bereits vor der Sturmflut vorhandene zweite, küstenferner gelegene Riff ist in seiner Höhe erhalten geblieben, hat sich jedoch um etwa 4,00 m in seewärtige Richtung verlagert.

5.5.2 Gegenüberstellung der Profilentwicklung in Labor und Natur

Zur Beurteilung der unterschiedlichen Profilentwicklung in Labor und Natur wird das nach der Sturmflut in Warnemünde aufgemessenen Querprofil dem Endprofil der mit einer Ausgangsstrandneigung $\tan \beta_0 = 1 : 20$ durchgeführten SAFE-Testserie A9 gegenübergestellt. Diese Testserie wird für die Vergleichsanalysen herangezogen, da auch der natürliche Strand in Warnemünde während der beiden letzten Vermessungen vor der Sturmflut am 23. Dezember 1994 und am 4. Januar 1995 zwischen $NN \pm 0$ m und $NN + 2$ m jeweils eine mittlere Neigung von $\tan \beta_0 \approx 1 : 20$ aufweist.

Für die Gegenüberstellung in Abb. 70 und die daraus abgeleiteten Kennwerte in Tab. 28 werden beide Profile auf ein Koordinatensystem bezogen, dessen Ursprung durch den Schnittpunkt des höchsten Wasserstandes mit dem zugehörigen Endprofil definiert ist. Die Einführung dieses vertikal und horizontal verschiebbaren Koordinatensystems dient zum besseren Vergleich der Profilformen, die nach dem Gleichgewichtsprofilkonzept am Ende einer Sturmflut eine Funktion des Hochwasserstandes sind.

Im Bereich des trockenen Strandes deutet Abb. 70 auf eine gute Übereinstimmung beider Profile hin. Das zeigt sich darin, dass der horizontale Abstand zwischen den Schnittpunkten der Höhenlinien $HW + 0,5$ m und $HW - 0,5$ mit der Strandoberfläche in beiden Querprofilen ca. 19,5 m beträgt (Tab. 28). Die resultierende Strandneigung von $1 : 20$ entspricht damit auch im Wellenkanal dem Zustand vor Versuchsbeginn, d.h. dass die lokalen Turbulenzen infolge des frontalen Aufeinanderprallens auf- und ablaufender Wellen im zweidimensionalen Modell (KAMPHUIS, 1995; vgl. Abschnitt 2.5.2) bei flacheren Strandneigungen offensichtlich keinen signifikanten Einfluss auf die Profilentwicklung haben.

Auch in der Brandungszone sind bis zu einer seewärtigen Position $x \approx 60$ m kaum Unterschiede zum natürlichen Profil auszumachen. Die horizontalen Positionen der ersten Rinne und des ersten Riffes sind in beiden Profilen nahezu identisch. Lediglich die Wassertiefen über diesen Positionen sind im Labor etwas niedriger und führen - erkennbar an der um 32 % geringeren Höhendifferenz (Tab. 28) - zu einer schwächeren Ausprägung des küstennäheren Riff-Rinnen-Systems im GWK. Die sich seewärts anschließende Neigung des Riffhanges unterscheidet sich in beiden Fällen nur unwesentlich. Sie ist mit ca. $1 : 10$ jedoch um 25 % steiler als die von VELLINGA (1983; vgl. Abschnitt 2.4.3) mit $1 : 12,5$ ermittelte Neigung des Gleichgewichtsprofils seeseitig des Brechpunktes.

Seeseitig des ersten Riffes ist unter Laborbedingungen keine weitere Annäherung des Unterwasserprofils an die natürliche Morphologie vor Warnemünde, die durch ein zweites Riff-Rinnen-System gekennzeichnet ist, festzustellen. Das ist darauf zurückzuführen, dass infolge des konstanten Wasserstandes und der gleichbleibenden Seegangsbelastung im GWK seeseitig der in Abschnitt 5.2 ermittelten "Grenztiefe" $h_c \approx 1,90$ m kein nennenswerter Sedimenttransport stattfindet, d.h. die Form des Ausgangsprofils bleibt in diesem Bereich erhalten.

5.5.3 Abschätzung und Beurteilung der Modelleffekte

Die in Abb. 70 dargestellten Unterschiede $\Delta z_m(x)$ des Gleichgewichtsprofils im großmaßstäblichen Modell zu dem Strandprofil, das sich nach einer Sturmflut mit vergleichbarer Belastung einstellt, beinhalten (i) die Summe aller Modelleffekte sowie (ii) mögliche Fehler der verwendeten Mess- und Auswertungsmethoden. Ein zusätzlicher Einfluss von Maßstabseffekten kann für die SAFE-Experimente aufgrund des geometrischen Maßstabes von $1 : 1$ und des in Labor und Natur gleichen Korndurchmessers $d_{50} = 0,3$ mm weitgehend ausgeschlossen werden.

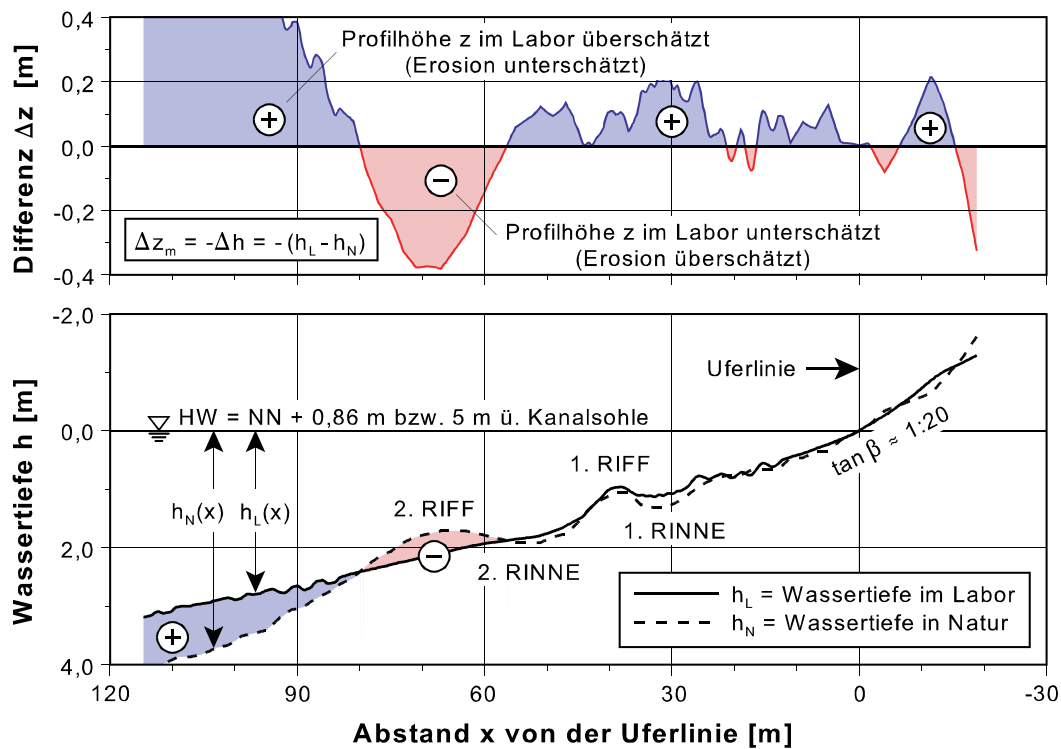


Abb. 70: Strandprofile nach einer leichten Sturmflut im Labor (GWK, SAFE-Testserie A9) und in der Natur (Warnemünde, 11. bis 13. Januar 1995)

Tab. 28: Parameter der Strandprofile (vgl. Abb. 70) nach einer leichten Sturmflut im Wellenkanal (SAFE-Testserie A9) und in der Natur (Warnemünde, 13. Januar 1995)

Bezeichnung des Profilparameters	Laborwert	Naturwert	Abweichung des Laborwertes von der Natur	
	x_L [m]	x_N [m]	$x_L - x_N$ [m]	$100 (x_L - x_N) / x_N$ [%]
Abstand HW - 0,5 m ÷ HW + 0,5 m	19,60	19,40	0,20	1,0
Position der 1. Rinne	32,85	32,00	0,85	2,7
Position des 1. Riffes	38,30	38,00	0,30	0,8
Abstand 1. Riff ÷ 1. Rinne	5,45	6,00	-0,55	-9,2
Wassertiefe über der 1. Rinne	1,13	1,31	-0,18	-13,7
Wassertiefe über dem 1. Riff	0,96	1,06	-0,10	-9,4
Höhendifferenz 1. Riff ÷ 1. Rinne	0,17	0,25	-0,08	-32,0

Zur Abschätzung und Beurteilung der Modelleffekte auf die zeitliche Entwicklung des küstennormalen Sedimenttransportes und die daraus resultierende Strandprofilform im großmaßstäblichen Wellenkanal werden nachfolgend zwei Gruppen von Einflüssen unterschieden:

- Modelleffekte infolge der im GWK über die Dauer der Versuchsserien gleichbleibenden Bedingungen im Vergleich zu den zeitlich variablen Ganglinien des Wasserstandes und der Wellenhöhen in der Natur,
- alle übrigen Modelleffekte, die aus den unnatürlichen Modellgrenzen und der Generierung des Seegangs im Wellenkanal entstehen (vgl. Abb. 24).

Diese Unterscheidung ergibt sich daraus, dass der Einfluss der Modelleffekte im Folgenden mit Hilfe des numerischen Modells EDUNE analysiert wird, das zur Berechnung des küstennormalen Sedimenttransportes ausschließlich Zeitreihen des Wasserstandes und der Wellenhöhen berücksichtigt, d.h. auch der Einfluss der Wellenperioden und -angriffsrichtungen ist der zweiten Gruppe der Modelleffekte zuzuordnen. Die Einflüsse beider Gruppen werden getrennt untersucht und abschließend möglichen Fehlern der Mess- und Auswertungsmethoden gegenübergestellt (vgl. Abb. 68).

Mögliche Messfehler entstehen aus der Genauigkeit und der Datenauflösung der im GWK und in Warnemünde durchgeführten Aufzeichnungen der Wasserspiegelauslenkung und der Profilvermessungen. Die vertikale Messtoleranz des im GWK eingesetzten Profilaufnehmers beträgt ± 1 mm, die der Wellenpegel ± 10 mm (Tab. 11). Die Profilvermessungen an der Messbrücke in Warnemünde haben eine Genauigkeit von ± 50 mm und die Schrittweite der zur Erfassung von Wasserstand und Seegang eingesetzten Stufensonden beträgt 3 cm (vgl. Abschnitt 3.4.2), d.h. die vertikale Genauigkeit liegt bei ± 15 mm. In der Summe weisen die verwendeten Daten somit eine maximal mögliche Abweichung $\Delta z = \pm 7,6$ cm auf.

Bei dem eingesetzten numerischen Modell handelt es sich um eine Modifikation des Quasi-2D-Modells EDUNE (KRIEBEL, 1989; vgl. Abschnitt 2.4.4). Die zeitabhängigen Profilveränderungen errechnen sich darin nach der Finiten Differenzenmethode, die auf einer vertikalen Gitternetzstruktur mit einem konstanten Abstand $\Delta h = 10$ cm beruht. Hieraus entsteht neben dem potenziellen Messfehler eine Ungenauigkeit bis zu $\Delta z = \pm 5$ cm in den Höhen der für die Berechnung herangezogenen Ausgangsprofile aus dem GWK. Da die Vermessungsdaten der Strandprofile aus Warnemünde auf 10 cm gerundet sind, ergibt sich aus deren Verwendung kein zusätzlicher Fehler. Der mögliche Fehler der Mess- und Auswertungsmethoden erhöht sich damit auf insgesamt $\Delta z = \pm 12,6$ cm.

Die Quertransportrate wird nach dem Ansatz von KRIEBEL & DEAN (1985; Gl. (47)) berechnet, wobei negative Transportraten vom Modell auf $q(x) = 0$ gesetzt werden. Die seeseitige Begrenzung der Berechnung wird durch den Brechpunkt ($\kappa = 0,78$) vorgegeben. Die landseitige Grenze ergibt sich aus der Wellenaufbauhöhe z_A , die auf Grundlage der Untersuchungsergebnisse von MAYER & KRIEBEL (1994) nach der Formel von HUNT (1959; Gl. (15)) unter Heranziehung der Ersatzstrandneigung $\tan \beta_s$ nach SAVILLE (1958; Abb. 12) iterativ bestimmt wird. Land- und seeseitig dieser Grenzen werden die Profilveränderungen aus dem Abrutschen des Sandes infolge der Überschreitung maximaler Neigungen (Lawineneffekt) von 1 : 1 oberhalb des Wellenauflaufes bzw. 1 : 12,5 seeseitig des Brechpunktes (jeweils nach VELLINGA, 1983; Abschnitt 2.4.3) errechnet. Weitere Details zum numerischen Modell finden sich u.a. bei KRIEBEL & DEAN (1985), KRIEBEL (1990), NEWE (1994) sowie NEWE & DETTE (1995).

Die Anwendung des Modells erfordert die Vorgabe einiger Parameter, die durch eine Kalibrierung festgelegt werden. Hierfür werden die Daten aller mit Wellenspektren durchgeführten Testserien der Phase I der SAFE-Experimente (Tab. 9) sowie Messdaten von drei leichten Sturmfluten in Warnemünde herangezogen. Unter Berücksichtigung eines Gleichgewichtsprofilparameters $A = 0,12 \text{ m}^{1/3}$, der nach Gl. (44) die physikalischen Zusammenhänge zwischen Sedimenteigenschaften ($d_{50} = 0,3 \text{ mm}$) und Profilform realistisch wiedergibt, ergeben sich aus Gegenüberstellungen von Simulationsergebnissen und Vermessungsdaten folgende Werte für die Modellrechnungen:

- | | |
|--|--------------------------------------|
| (i) Gleichgewichtsprofilparameter: | $A = 0,12 \text{ m}^{1/3}$ |
| (ii) Beiwert zur Ermittlung des Transportes nach Gl. (47): | $K_K = 10^{-5} \text{ m}^4/\text{N}$ |
| (iii) Dünenneigung des Gleichgewichtsprofils (s. Abb. 21): | $\tan \beta_D = 0,50$ |
| (iv) Strandneigung des Gleichgewichtsprofils (s. Abb. 21): | $\tan \beta = 0,07$ |

Diese Einstellungen ermöglichen verlässliche Simulationsergebnisse sowohl für die Laborverhältnisse während der SAFE-Experimente als auch für die natürlichen Bedingungen an der Ostseeküste in Warnemünde. Die Plausibilität der Kalibrierung wird auch durch frühere Anpassungen des Dünenabbruchmodells an verschiedene Küstenabschnitte Mecklenburg-Vorpommerns, die weitgehend die gleichen Resultate erbracht haben (LWI, 1994; DETTE et al., 1996a; LWI et al., 1996), bestätigt.

Die Ergebnisse der numerischen Simulationen erlauben eine Abschätzung der Wirkung der unterschiedlichen Wasserstands- und Wellenhöhenganglinien auf die sich einstellende Profilform. Dieser Einfluss entspricht den errechneten Höhendifferenzen $\Delta z_1(x)$ zwischen den Endprofilen infolge der natürlichen Sturmflut vom 11./12. Januar 1995 (Abb. 69) und der 25-stündigen Belastung mit gleichbleibenden Wasserständen und Wellenhöhen im GWK. Dabei bezeichnet $\Delta z_{1L}(x)$ nachfolgend die theoretische Wirkung auf das Ausgangsprofil im Labor und $\Delta z_{1N}(x)$ die auf das vor der Sturmflut in der Natur aufgenommene Strandprofil.

Die in Abb. 71 dargestellten Ergebnisse der Modellrechnungen zeigen einen qualitativ ähnlichen Einfluss auf beide Ausgangsprofile. Der höhere Wasserstand im GWK führt trotz der geringeren maximalen Wellenhöhe zu einem stärkeren Abtrag der Wellenauflaufzone und des trockenen Strandes. Hieraus resultiert z.T. ein höheres Niveau der Brandungszone. Zusätzlich verursachen die höheren Wellen der natürlichen Sturmflut bei gleichzeitig geringeren Wasserständen jedoch auch einen stärkeren, seewärts gerichteten Sedimenttransport, der zu Ablagerungen in einer größeren Entfernung von der Uferlinie führt. Infolge dessen erstreckt sich das Gleichgewichtsprofil in der Natur über eine größere Breite.

Die quantitative Wirkung der unterschiedlichen Zeitreihen kann über den Mittelwert $\Delta z_1(x)$ der errechneten Höhendifferenzen $\Delta z_{1L}(x)$ (Abb. 71a) und $\Delta z_{1N}(x)$ (Abb. 71b) abgeschätzt werden. Abb. 72 zeigt, dass die durch die GWK-Zeitserien überschätzte Erosion der Auflaufzone ihren Extremwert mit $\Delta z_1 = -19$ cm etwa 4 m landseitig der Uferlinie erreicht. Das Profilniveau der Brandungszone liegt zwischen $\Delta z_1 = 5$ cm am seewärtigen Ende des Riffbereiches ($x = 50$ m) und $\Delta z_1 = 9$ cm im Abstand $x = 8$ m von der Uferlinie unterhalb dessen, das sich infolge der natürlichen Ganglinien einstellen würde. Die angegebenen Zahlenwerte für Δz_1 sind dabei lediglich als grobe Abschätzungen des Einflusses der unterschiedlichen Ganglinien auf die Strandprofilentwicklung anzusehen, da das verwendete numerische Modell die in der Brandungszone herrschenden, komplexen physikalischen Prozesse stark vereinfacht.

Die dargestellten Modelleffekte haben ihre Ursache größtenteils darin, dass die natürlichen Zeitserien bereits vor bzw. beim Anstieg des Wasserstandes Sedimentbewegungen in relativ großen Wassertiefen hervorrufen. Dass kann anhand der Bedingungen am 10. Januar - vor der eigentlichen Sturmflut - verdeutlicht werden. Trotz eines bis dahin normalen Wasserstandes um $NN \pm 0$ m erreichen die Wellen bereits eine Höhe bis zu $H_{m0} = 1,40$ m (Abb. 69) und brechen daher erheblich früher als bei einem erhöhten Wasserstand, der sich im Labor sofort zu Beginn der Sturmflut einstellt. Das vorhandene Sediment wird ebenfalls früher mobilisiert und transportiert, wodurch sich unter natürlichen Wasserstands- und Seegangsbedingungen eine breitere Brandungszone entwickelt.

Um den Einfluss $\Delta z_2(x)$ der Modelleffekte der zweiten Gruppe, d.h. aller nicht auf die unterschiedlichen Zeitserien zurückzuführenden Effekte, ebenfalls näherungsweise quantifizieren zu können, werden die Mittelwerte $\Delta z_1(x)$ der zuvor aus den Modellrechnungen ermittelten Differenzen $\Delta z_{1L}(x)$ und $\Delta z_{1N}(x)$ von der Gesamtdifferenz $\Delta z_m(x)$ der Endprofile in Labor und Natur (Abb. 70) subtrahiert. Abb. 72 zeigt, dass die verbleibenden Höhendifferenzen $\Delta z_2(x)$ im Bereich der Uferlinie und der inneren Brandungszone bis $x \approx 16$ m sehr gering sind.

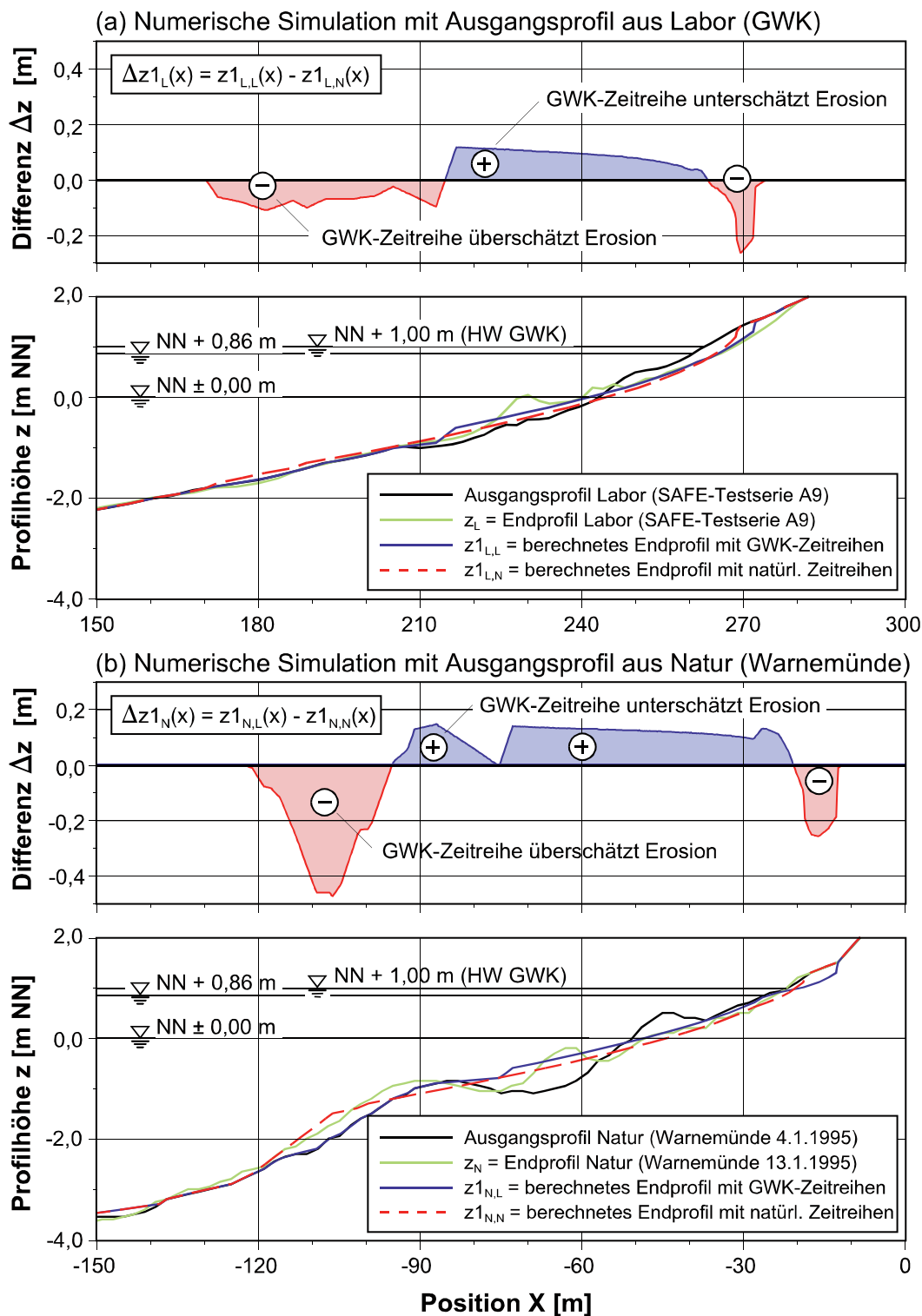


Abb. 71: Numerische Simulation des Strandrückgangs infolge natürlicher und im GWK simulierter Wasserstands- und Seegangszeitreihen mit (a) dem Ausgangsprofil der SAFE-Testserie A9, (b) dem Strandprofil vor der Sturmflut in Warnemünde

Selbst im Maximum ist der Unterschied mit $\Delta z_2 = 6$ cm deutlich geringer als mögliche Fehler infolge der verwendeten Messtechnik und des angewandten Berechnungsverfahrens. Dies lässt erneut auf einen an flachen Stränden mit $\tan \beta \approx 1 : 20$ nur geringen Einfluss lokaler Turbulenzen infolge des frontalen Aufeinanderprallens der Wellen im Labor schließen.

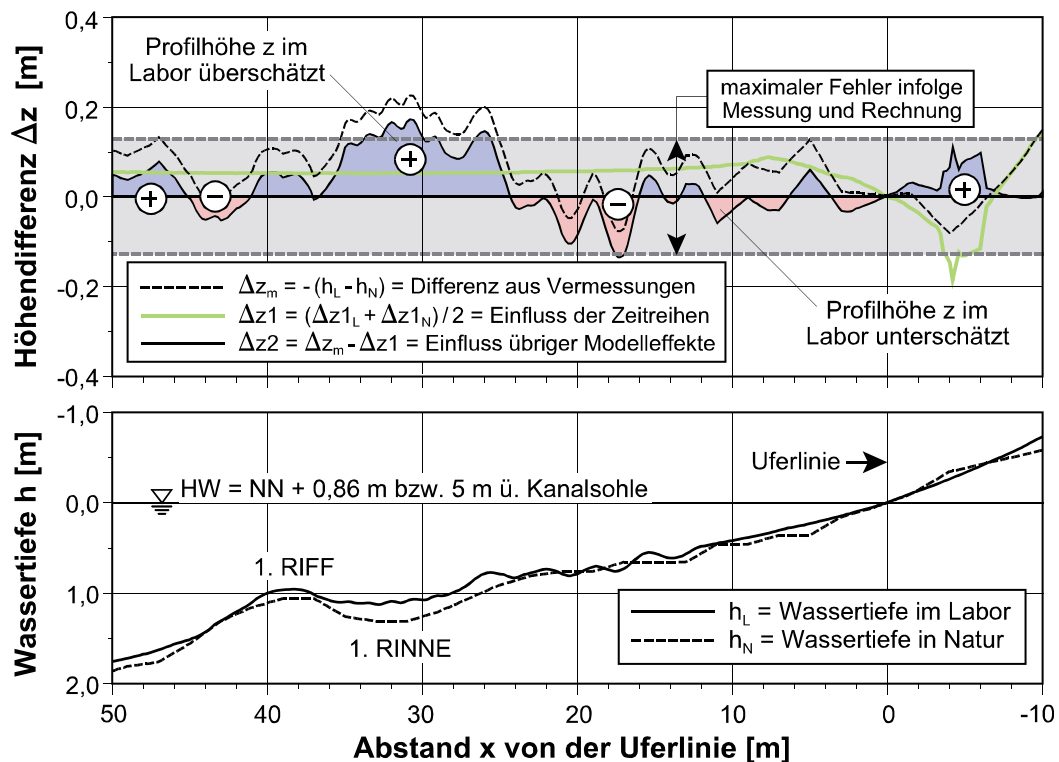


Abb. 72: Strandprofile infolge ähnlicher Belastungen in Labor und Natur sowie Höhendifferenzen als Folge von Modelleffekten im GWK

Landseitig der ersten Rinne (bei $x = 17$ m) ist infolge der Modelleffekte der zweiten Gruppe im GWK ein zu starker Sandabtrag bis $\Delta z_2 \approx 13$ cm und über der Rinne ein um $\Delta z_2 \approx 17$ cm erhöhtes Profilniveau zu verzeichnen. Dieser Verlauf entspricht qualitativ und quantitativ den für die LIP 11 D Experimente festgestellten Höhendifferenzen zwischen Seitenwänden und Mittelachse des Wellenkanals (Abb. 56). Daraus kann geschlussfolgert werden, dass die küstenparallel verlagerten Sandmengen infolge der vermuteten küstennormalen Strömungswalze (Abschnitt 5.1.2) den Haupteinfluss auf die zu geringe Wassertiefe über der Rinne darstellt. Inwieweit ein verstärkt seewärts gerichteter Sedimenttransport durch zu hohe Geschwindigkeiten der sohnahen Rückströmung in geringerer Größenordnung zusätzlich zu der im Vergleich zur Natur abweichenden Profilentwicklung beiträgt, kann aufgrund der genannten Unsicherheiten sowie nicht ausreichender Strömungsmessungen nicht nachgewiesen werden.

Im Bereich des ersten Riffes und seeseitig davon ist der Höhenunterschied mit maximal $\Delta z_2 = 5$ cm im Vergleich zu den angegebenen Fehlertoleranzen annähernd vernachlässigbar. Im Mittel liegt das unter Laborbedingungen im GWK erzeugte Strandprofil im dargestellten Profilabschnitt ($x = -10$ m bis 50 m) nach Abzug des Einflusses der unterschiedlichen Wasserstands- und Wellenhöhenzeitreihen $\Delta z_{2m} = 2,4$ cm höher als das Profil in Warne-münde. Diese Differenz entspricht näherungsweise der in Abschnitt 5.1.2 (über die gesamte Profillänge) errechneten mittleren Strandprofilerhöhung um 1,5 cm in Kanalmitte über die Dauer der SAFE-Testserien A8 und A9 (Abb. 55a). Der Mittelwert der absoluten Höhendifferenzen beträgt $\Delta z_{2m} = 5,1$ cm bei einer Standardabweichung $\sigma_z = 6,7$ cm und bewegt sich damit innerhalb des ermittelten Fehlerbereiches von $\pm 12,6$ cm.

Bei der angewandten Methode zur Ermittlung von Modelleffekten kann es sich aus den in Abschnitt 5.5 einleitend erläuterten Gründen nur um eine näherungsweise Abschätzung der tatsächlichen Auswirkungen auf die Strandprofilentwicklung handeln. Zusätzlich erschweren

die möglichen Fehler, die sich aus der Genauigkeit insbesondere der in der Natur verwendeten Messmethodik ergeben, und die Unsicherheiten der numerischen Simulation ein abschließendes Urteil. Dennoch kann festgestellt werden, dass die Unterschiede in der Form der aus morphodynamischer Sicht "aktiven" Strandprofilzone nach vergleichbaren hydrodynamischen Belastungen in Labor und Natur relativ gering sind. Lediglich über der ersten (küstennahen) Rinne übersteigt der Einfluss der Modelleffekte mögliche Fehler aus Mess- und Auswertungsmethoden. Die zu geringe Wassertiefe in diesem Bereich kann z.T. auf die vereinfachte Nachbildung natürlicher Wasserstände und Wellenhöhen im Labor durch konstante Zeitreihen zurückgeführt werden. Der größte Teil der Modelleffekte resultiert jedoch aus den in Abschnitt 5.1.2 festgestellten Sandumlagerungen von den Seitenwänden in die Mitte des Kanals.

5.6 Zusammenfassung und Bewertung

Die Auswertungen der morphologischen Daten können analog zu Abschnitt 4.4 hinsichtlich ihrer Resultate in Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung von großmaßstäblichen Laborexperimenten gegliedert werden. Über die in Tab. 29 zusammengefassten Empfehlungen hinaus ergeben sich aber auch Hinweise auf den Einfluss von Modelleffekten auf die Entwicklung des Strandprofils. Die insgesamt geringen Abweichungen in der Profilform zwischen Labor und Natur können dabei größtenteils auf einen küstenparallelen Sandtransport aus dem Bereich der Seitenwände in die Kanalmitte zurückgeführt werden.

Zur Quantifizierung dieses Modelleffektes und dessen Ursache sind zukünftig großmaßstäbliche Modellversuche mit zusätzlichen Profilvermessungen entlang wenigstens einer Seitenwand erforderlich. Dabei sollte die hydrodynamische Belastung einer Sturmflut auf ein in der Natur aufgemessenes Ausgangsprofil möglichst exakt nachgebildet werden (z.B. durch eine stufenweise Veränderung von Wasserstandes und Seegang). Die Ergebnisse solcher Experimente könnten z.B. dazu beitragen, eine empirische Korrekturfunktion $f(x)$ zu ermitteln, die statt des über dem Strandprofil konstanten Korrekturfaktors Δh nach Gl. (58) zur Berechnung des Quertransportes $q(x)$ in Gl. (59) herangezogen wird. Wenn hierdurch der Einfluss der küstenparallel verlagerten Sandmengen auf die Ergebnisse zukünftiger Modellversuche verringert werden kann, ist davon auszugehen, dass Strandprofilveränderungen infolge einer Sturmflut durch großmaßstäbliche, zweidimensionale Laborexperimente naturähnlich wiedergegeben werden.

Tab. 29: Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung von hydrodynamischen Messungen in großmaßstäblichen Modellversuchen

Empfehlung	Ziel der Maßnahme	Bewertung
Versuchsplanung		
Abschätzung des Gleichgewichtsprofils nach Gl. (41) mit einem Formparameter $m = 2/3$ und einem Profilparameter A nach Gl. (44)	- Bestimmung der erforderlichen Sandmenge für Ausgangsprofil z.B. zur Vermeidung falscher Transportrichtungen	- zu geringe Sandmenge verursacht evtl. zu steile Neigungen und "Transportsperren"
Anwendung eines numerischen Quertransportmodells zur Vorhersage der Profilentwicklung unter Sturmbedingungen (z.B. EDUNE oder SBEACH)	- Festlegung der Gesamtdauer t einer Versuchsserie - Überprüfung korrekter Messpositionen über fortschreitende Versuchsdauer	- Gesamtdauer t von Form des Ausgangsprofils abhängig - Gleichgewichtsprofil erreicht, wenn Nettoverlust der Brandungszone $\Delta q < 0,06 \text{ m}^3/\text{mh}$ - wenn Ausgangszustand einem Gleichgewichtsprofil unter Normalbedingungen entspricht, ist $t \approx 20 \text{ h}$
Versuchsdurchführung		
Profilvermessungen entlang der Kanalachse mit $\Delta x = 0,25 \text{ m}$	- Reduzierung der Datenmenge bei gleichbleibender Qualität	- nur gültig für Experimente zum Strandverhalten
Profilvermessungen auf min. zwei parallelen Spuren in Kanalmitte und entlang einer Seitenwand	- Erfassung von küstenparallel verlagerten Sandmengen	- Ursache nicht mit Sicherheit geklärt, vermutlich durch Strömungswalze hervorgerufen
Profilvermessungen bis zur "Grenztiefe" (<i>Closure Depth</i>) h_c nach Gl. (40)	- geringerer Zeitaufwand - geringere Betriebskosten - Reduzierung der Datenmenge	- Zeitgewinn von ca. 35 % der Versuchszeit in den SAFE-Experimenten
Zeitpunkte der Profilvermessungen nach Gl. (69) bzw. Tab. 25	- Optimierung der Gesamtdauer einer Versuchsserie - Ermittlung zeitlich interpolierbarer Quertransportraten mit ausreichender Genauigkeit	- Tab. 25 nur für Wiederholungszeit $\Delta t = 15 \text{ min}$ des Wellenspektrums gültig
Versuchsauswertung		
Berücksichtigung von küstenparallel verlagerten Sandmengen	- Berechnung plausibler Quertransportraten	- Höhere Genauigkeit durch Einhaltung der Kontinuität

6. Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen

Die qualitative und quantitative Erfassung von Zusammenhängen zwischen hydrodynamischen Parametern und Morphologie bildet üblicherweise die Grundlage für Berechnungsansätze zu zeitabhängigen Strandprofilveränderungen. In der Brandungszone hat die Energiedissipation, die Parameter aus Seegangsbelastung und Profilform kombiniert, entscheidenden Einfluss auf den küstennormal gerichteten Sedimenttransport während einer Sturmflut.

In diesem Zusammenhang befasst sich der vorliegende Abschnitt mit der Überprüfung der in Abschnitt 2.4.4 vorgestellten Ansätze zur Bestimmung des küstennormalen Transportes als Funktion der Energiedissipation (Gl. (47) bis Gl. (49)) und deren Weiterentwicklung. Entsprechend der in Abb. 73 skizzierten Vorgehensweise wird hierzu die aus den Wellenhöhenverläufen $H(x)$ der SAFE-Experimente errechnete Energiedissipation $D(x)$ mit den aus Gl. (59) bestimmten Quertransportraten $q(x)$ über dem Strandprofil korreliert. Im Hinblick auf die angestrebte Weiterentwicklung wird auch der Einfluss weiterer hydrodynamischer und morphologischer Parameter auf die küstennormale Sedimenttransportrate $q(x)$ analysiert.

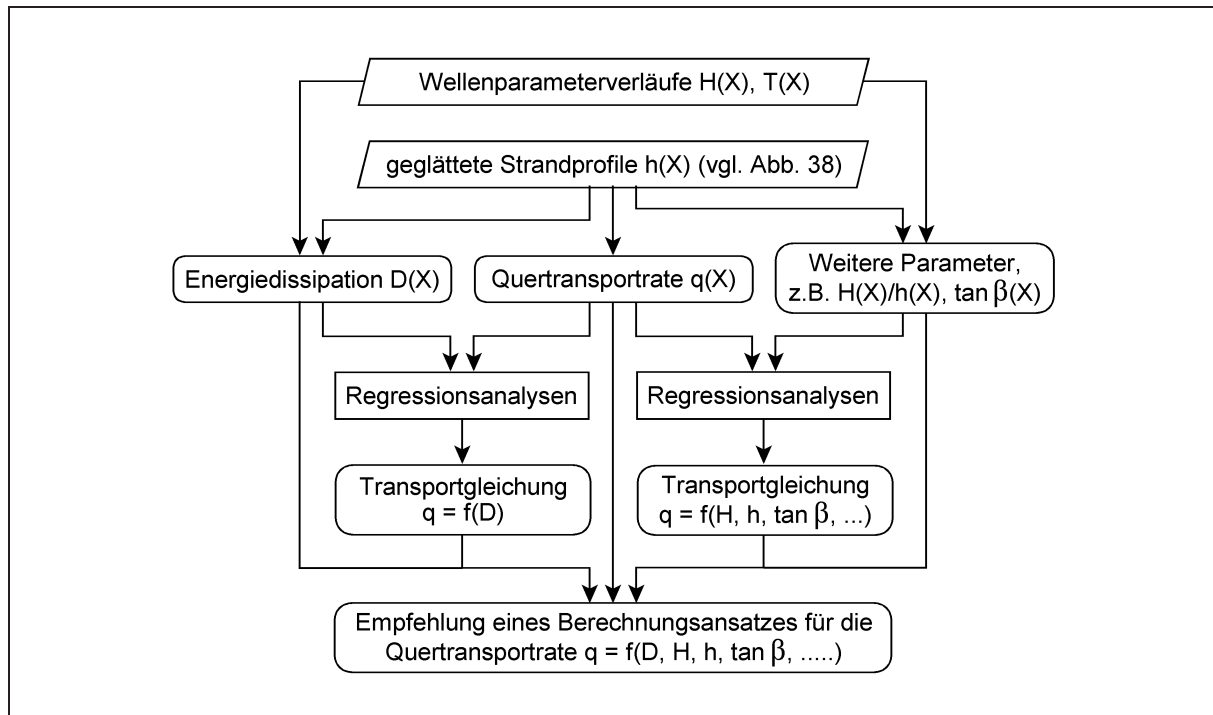


Abb. 73: Vorgehen zur Optimierung der Strandprofilvermessungen entlang der Kanalachse

6.1 Bestimmung der Energiedissipation

Die Energiedissipation D beschreibt die Abnahme der Wellenhöhe infolge des Wellenbrechens und die daraus resultierende Energieumwandlung in der Brandungszone. Der Verlauf der auf einen Einheitsquerschnitt bezogenen Dissipation $D(x)$ wird durch Differentiation des Energieflusses $F_m(x)$ über dem Strandprofil ermittelt:

$$D(x) = \frac{1}{h(x)} \frac{\partial F_m(x)}{\partial x} \quad (70)$$

Der Energiefluss F_m wird dabei an jedem Wellenpegel unter Verwendung der Linearen Wellentheorie (s. Anlage A) aus der Wellenhöhe H_{rms} (Abb. 74b), die den Energiegehalt der einlaufenden Wellen repräsentiert, und der Peakperiode T_p bestimmt. Die Gradiente $\partial F_m / \partial x$ an einem beliebigen Wellenpegel P_i ergibt sich aus der Veränderung des Energieflusses F_m zwischen den benachbarten Wellenpegeln P_{i-1} und P_{i+1} (Abb. 74c). Aus dieser Definition heraus errechnet sich die Energiedissipation $D(X_{P,i})$ an der Position $X_{P,i}$ des Wellendrahtes P_i (Abb. 74d) durch

$$D(X_{P,i}) = \frac{1}{h(X_{P,i})} \frac{F_m(X_{P,i+1}) - F_m(X_{P,i-1})}{(X_{P,i-1} - X_{P,i+1})} \quad (71)$$

Die Wassertiefe $h(X_{P,i})$ wird aus den Strandprofilaten für die Position $X_{P,i}$ bestimmt (Abb. 74a), wobei der Einfluss der benachbarten Morphologie durch Verwendung der über 2 m geglätteten Profile (vgl. Abb. 40) berücksichtigt wird.

Durch Gl. (71) wird der Energieverlust über zwei Felder, die jeweils als Profilabschnitt zwischen zwei benachbarten Wellenpegeln definiert sind, gemittelt. Eine steilere oder flachere

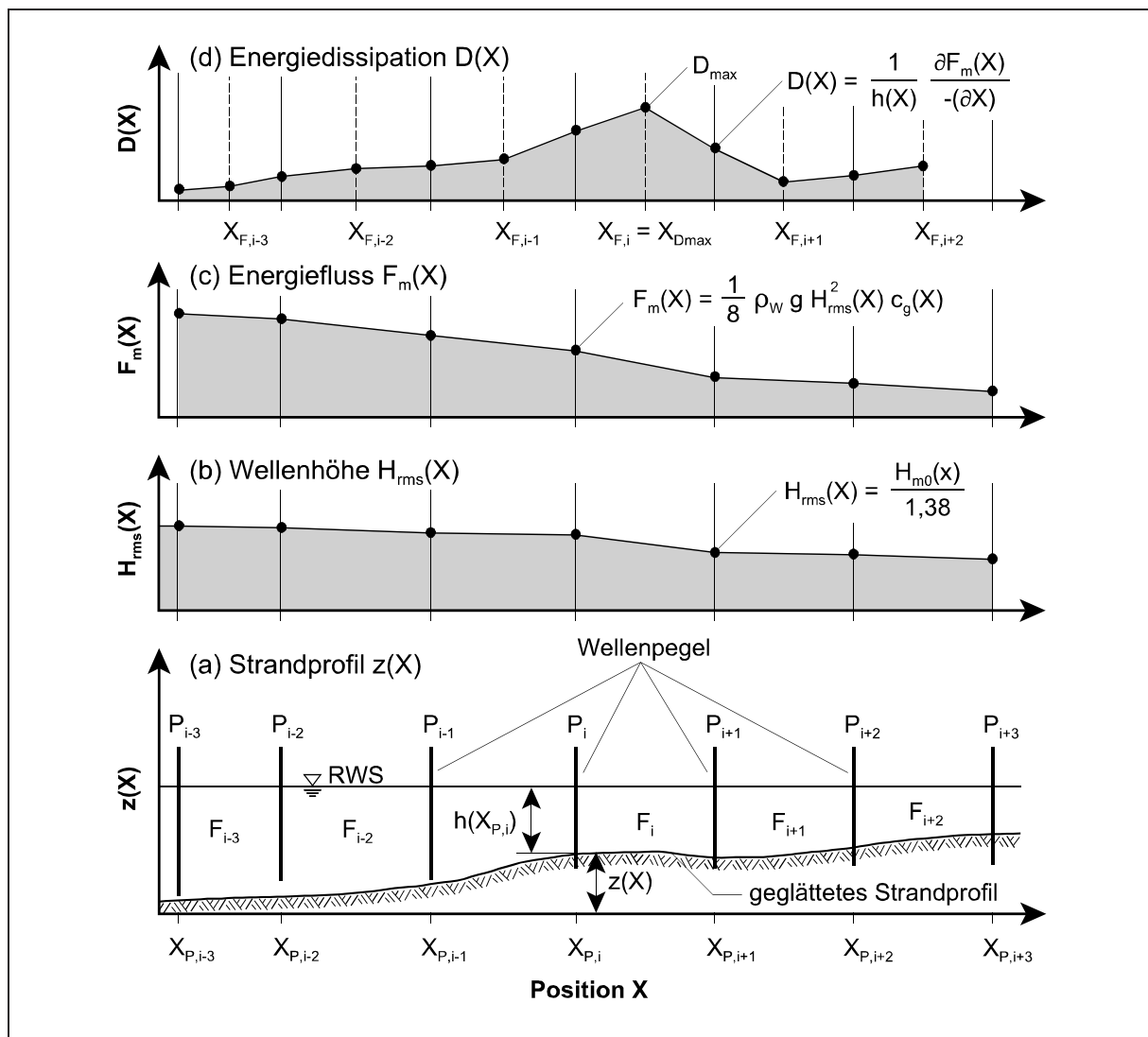


Abb. 74: Bestimmung des Verlaufes der Energiedissipation $D(X)$ aus dem Wellenhöhenverlauf $H_{rms}(X)$ über einem Strandprofil im GWK (Prinzip- und Definitionsskizze)

Gradienten $\partial F_m / \partial x$ in einem der beiden Felder wird durch diese Methode nicht ausreichend berücksichtigt. Um dennoch das Maximum D_{\max} der Energieumwandlung $D(x)$ und seine Position $X_{D_{\max}}$ näherungsweise zu erfassen, wird zusätzlich zur Dissipation $D(X_{P,i})$ an den Wellenpegeln nach Gl. (71) die Energiedissipation $D(X_{F,i})$ in der Mitte eines definierten Feldes F_i bestimmt. Diese errechnet sich aus der linearen Abnahme des Energieflusses $F_m(x)$ zwischen den Wellendrähten P_i und P_{i+1} , die das Feld F_i jeweils see- und landseitig begrenzen (Abb. 74a,d):

$$D(X_{F,i}) = \frac{1}{h(X_{F,i})} \frac{F_m(X_{P,i+1}) - F_m(X_{P,i})}{(X_{P,i} - X_{P,i+1})} \quad \text{mit } X_{F,i} = \frac{X_{P,i} + X_{P,i+1}}{2} \quad (72)$$

Die konstante Energiedissipation D_{GP} im Gleichgewichtsprofil, deren Überschreiten nach KRIEBEL & DEAN (1985) erst zu Profilveränderungen führt, kann für die verwendete Testkonfiguration aus Gl. (43) bestimmt werden. Der Brecherindex $\kappa = H_{rms,b}/h_b$ ergibt sich aus dem theoretischen Index $\kappa = H_{m0,b}/h_b = 0,78$ und dem Verhältnis $H_{m0}/H_{rms} = 1,20/0,87 = 1,38$ in Phase I der SAFE-Experimente (vgl. Tab. 10) zu $\kappa = 0,565$. Die Energiedissipation für das dem eingebauten Sand entsprechende Gleichgewichtsprofil mit $A = 0,12 \text{ m}^{1/3}$ beträgt somit $D_{GP} = 85 \text{ W/m}^3$.

Die aus den Verläufen der Energiedissipation $D(X)$ über dem Profil für jeden Einzelversuch ermittelten lokalen Maxima bleiben über die Dauer t der analysierten Testserien mit einem Mittelwert $\bar{D}_{\max} \approx 136 \text{ W/m}^3$ bei einer Standardabweichung $\sigma_D \approx 26 \text{ W/m}^3$ ($\sigma'_D = 18,8 \%$) annähernd unverändert (Abb. 75). Eine zeitliche Abnahme von D_{\max} bis zum Erreichen der theoretisch konstanten Energieumwandlung $D_{GP} = 85 \text{ W/m}^3$ über dem sich einstellenden Gleichgewichtsprofil kann auf der Grundlage der betrachteten Daten nicht festgestellt werden. Das impliziert, dass die von DEAN (1977) angenommene gleichmäßige Energiedissipation über der Brandungszone des Gleichgewichtsprofils für die SAFE-Experimente nicht zutrifft. Die Ursache hierfür ist, dass die zur Bestimmung der Energiedissipation nach Gl. (43) vorausgesetzte

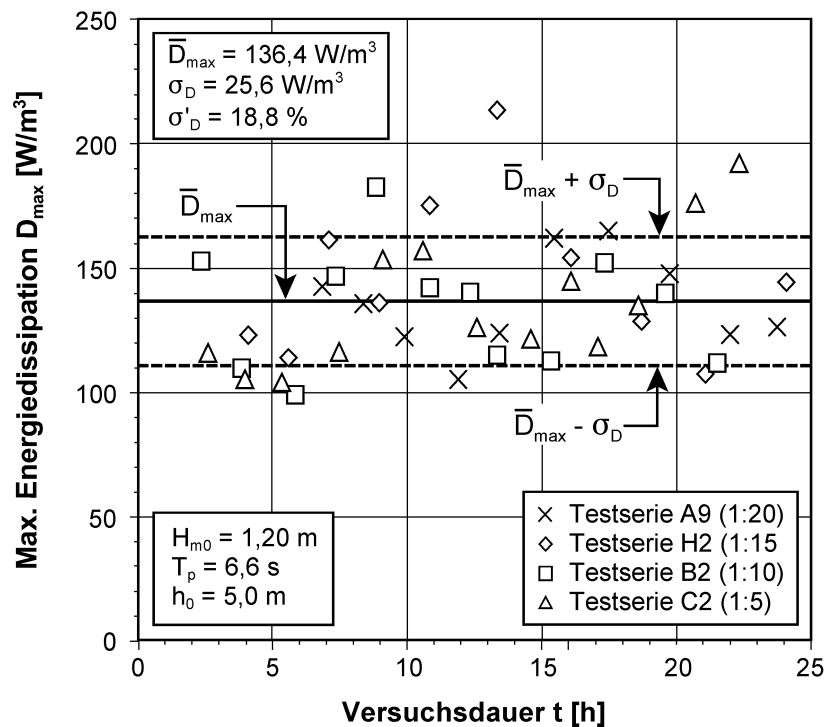


Abb. 75: Lokales Maximum D_{\max} der Energiedissipation über die Dauer t der unter Sturmflutbedingungen durchgeführten SAFE-Versuche (vgl. Tab. 9 und Tab. 10)

konstante relative Wellenhöhe $H/h = \kappa$ (vgl. Abschnitt 2.4.3 und Anlage A) den Wellenhöhenverlauf in der Brandungszone nicht korrekt wiedergibt. Abb. 76 bestätigt am Beispiel der Testserie C2, dass weder die relative Wellenhöhe H/h noch die Energiedissipation D selbst in der Brandungszone des Gleichgewichtsprofils, das sich nach einer Versuchszeit von 23 Stunden in sehr guter Näherung entsprechend Gl. (41) mit $m = 2/3$ eingestellt hat (s. Abb. 66d bzw. Tab. 26), konstant sind.

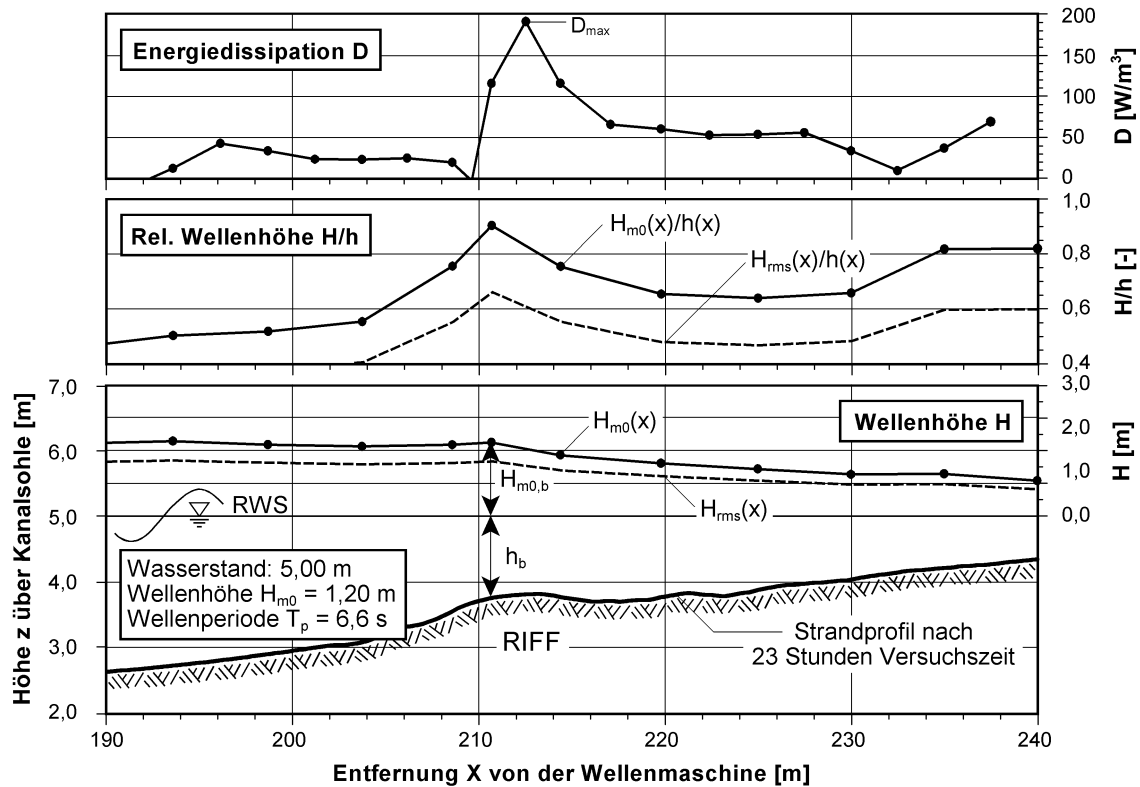


Abb. 76: Veränderung der Höhe H , der relativen Höhe H/h und der Energiedissipation D der Wellen in der Brandungszone während des letzten Versuches der SAFE-Testserie C2 (Ausgangsstrandneigung 1 : 5)

6.2 Korrelation zwischen Energiedissipation und Quertransportrate

Die Gegenüberstellung der Energiedissipation $D(x)$ und der Quertransportrate $q(x)$ in der Brandungszone (Abb. 77) zeigt trotz einer relativ starken Streuung einen erkennbaren linearen Zusammenhang zwischen beiden Parametern:

$$q(x) = K_D D(x) \quad (73)$$

Darin bezeichnet K_D eine dimensionsbehaftete Transportkonstante, deren Wert sich auf der Basis einer Regressionsanalyse zu $K_D = 9,7 \times 10^{-7} \text{ m}^4/\text{N}$ bzw. $0,0035 \text{ m}^4/\text{s}/\text{Nh}$ für die Bestimmung der stündlichen Transportrate ergibt.

Bei flachen Ausgangsstrandneigungen ($\tan \beta_0 = 1 : 20$) sind die Transportraten tendenziell geringer als dies aus Gl. (73) hervorgeht (Abb. 77). Dagegen können die Wertepaare, die in Relation zur Dissipation einen zu hohen Transport liefern, durchweg den Versuchsserien mit steileren Stränden ($\tan \beta_0 \geq 1 : 10$) zugeordnet werden. Das deutet darauf hin, dass der Ein-

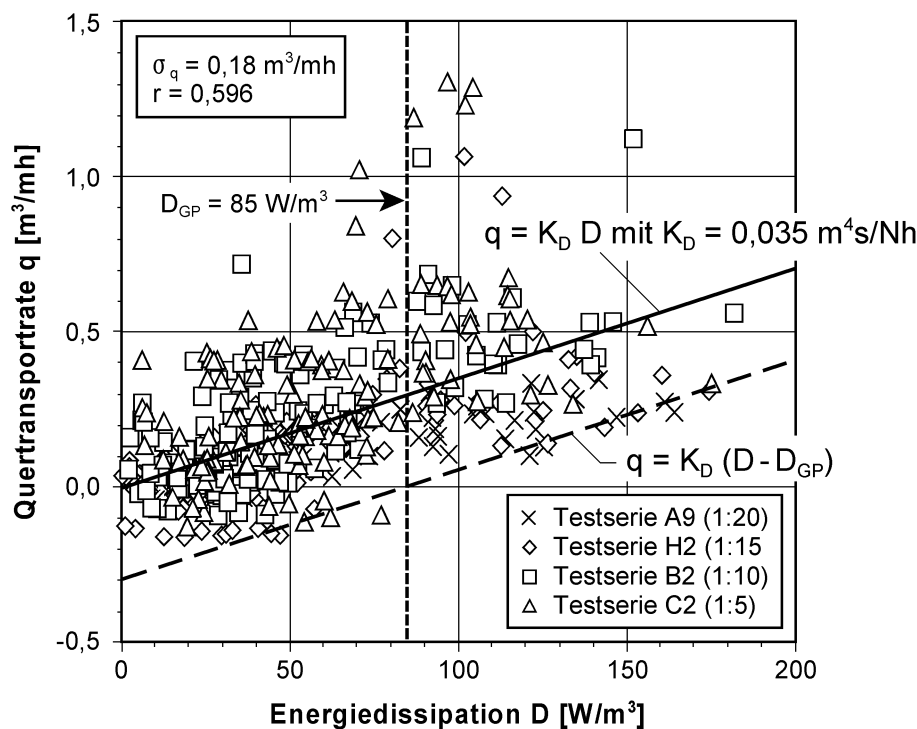


Abb. 77: Gegenüberstellung von Energiedissipation D und Quertransportrate q in der Brandungszone der SAFE-Experimente

fluss der Vorstrandneigung $\tan \beta$ auf die Menge des transportierten Sandes stärker ist als auf die Energiedissipation infolge der Wellenhöhenabnahme und dieser daher durch Gl. (73) nicht ausreichend berücksichtigt wird.

Darüber hinaus zeigt Abb. 77, dass der seewärts gerichtete Sedimenttransport bereits bei beginnender Energieabgabe D der brechenden Wellen einsetzt. Ein Überschreiten der theoretischen Energiedissipation D_{GP} im Gleichgewichtsprofil, wie es durch Gl. (47) ausgedrückt wird, ist unter Berücksichtigung der gewählten Auswertungsmethode zur Mobilisierung des Sedimentes nicht erforderlich.

Setzt man ausschließlich die maximale Quertransportrate q_{\max} über dem Vorstrandprofil (gekennzeichnet in Abb. 61), die für die morphodynamische Aktivität des Strandprofils in der äußeren Brandungszone repräsentativ ist (vgl. Abschnitt 5.3) in Relation zum Maximum D_{\max} der Energieumwandlung, ist eine Korrelation zwischen beiden Parametern nicht erkennbar (Abb. 78a). Lediglich für die mit der steilsten Ausgangsstrandneigung von 1 : 5 durchgeführte Testserie C2 zeigt sich im Gegensatz zu Abb. 77 sogar eine geringe Tendenz zu einem Rückgang der maximalen Transportrate q_{\max} bei höherer Energiedissipation D_{\max} .

Diese Tendenz wird in erster Linie durch hohen Transportraten $q_{\max} > 0,5 \text{ m}^3/\text{mh}$ in den ersten Einzelversuchen (vgl. Abb. 62a) bei relativ geringer maximaler Dissipation $D_{\max} < 120 \text{ W}/\text{m}^3$ (Abb. 78a) hervorgerufen. Der größte Teil der Wellenenergie wird dabei infolge des ausgeprägten Ungleichgewichtes zwischen Morphologie und Hydrodynamik in kleinen Wassertiefen ($h \leq 0,8 \text{ m}$) über dem noch sehr steilen Vorstrand ($\tan \beta \approx 1 : 6$) umgewandelt. Dies bestätigt die obige Vermutung, dass die lokale Strandneigung $\tan \beta(x)$ bzw. die mit ihr verknüpfte Wassertiefe $h(x)$ bei der Bestimmung der küstennormalen Transportrate $q(x)$ in der Brandungszone stärker zu berücksichtigen ist, als es in Gl. (47) oder (73) über die Dissipation D der Wellenenergie pro Einheitsvolumen nach Gl. (70) der Fall ist.

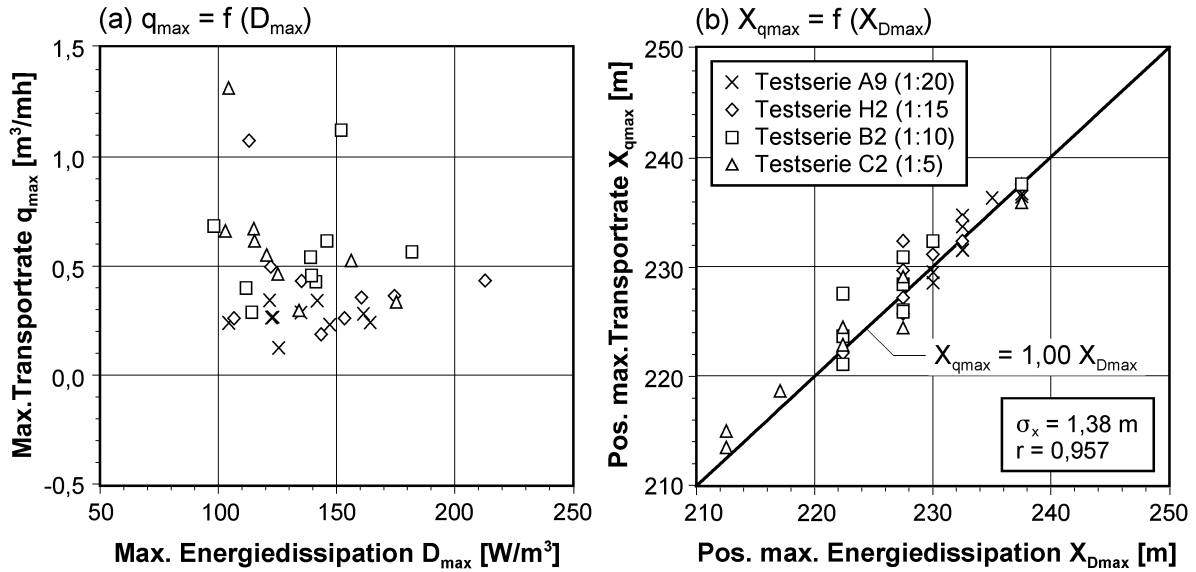


Abb. 78: Gegenüberstellung von (a) maximaler Energiedissipation D_{\max} und maximaler Quertransportrate q_{\max} sowie (b) deren Positionen $X_{D_{\max}}$ und $X_{q_{\max}}$

Die Position $X_{q_{\max}}$, an der die Transportrate ihr Maximum q_{\max} über dem Vorstrand erreicht, kann mit großer Genauigkeit der Position $X_{D_{\max}}$ der maximalen Energieumwandlung D_{\max} gleichgesetzt werden (Abb. 78b). Die gute Übereinstimmung beider Positionen deutet darauf hin, dass der durchschnittliche Abstand $\Delta x = 5$ m zwischen den Wellenpegeln der SAFE-Experimente ausreichend ist, um das Maximum D_{\max} der Energiedissipation und seine Position $X_{D_{\max}}$ über dem Strandprofil nach der in Abschnitt 6.1 vorgestellten Methode zuverlässig zu ermitteln. Eine dichtere Instrumentierung der Brandungszone zur Erfassung der Wellenhöhen ist daher genauso wenig erforderlich wie eine exaktere Methode zur Annäherung des Verlaufes von $D(x)$, z.B. mittels Funktionen höherer Ordnung.

6.3 Einfluss zusätzlicher Faktoren auf den küstennormalen Transport

In Abschnitt 6.2 wurde festgestellt, dass durch die Berechnung des küstennormalen Sedimenttransportes $q(x)$ als Funktion der Energiedissipation $D(x)$ der Einfluss der lokalen Vorstrandneigung $\tan \beta(x)$ und der daraus resultierenden Wassertiefe $h(x)$ nicht ausreichend berücksichtigt wird. Als maßgeblicher Parameter zur Beschreibung der Transportrate empfiehlt sich daher die relative Wellenhöhe H/h , deren Einfluss sich in den Abschnitten 6.1 und 6.2 bereits angedeutet hat.

Das in Abb. 79a dargestellte Ergebnis der durchgeführten Regressionsanalysen bestätigt, dass der Verlauf $q(x)$ der Quertransportrate durch eine lineare Funktion der relativen Wellenhöhe $H(x)/h(x)$ beschrieben werden kann:

$$q(x) = K_H \left(\frac{H(x)}{h(x)} - \left(\frac{H}{h} \right)_{\text{krit}} \right) \quad (74)$$

Dabei ist K_H eine dimensionsbehaftete Konstante, die je nach Bestimmung der Quertransportrate aus H_{rms} oder H_{m0} unterschiedliche Werte annimmt (Tab. 30) und zur Anpassung an lokale Verhältnisse verwendet werden kann. $(H/h)_{\text{krit}}$ kann aus physikalischer Sicht als eine

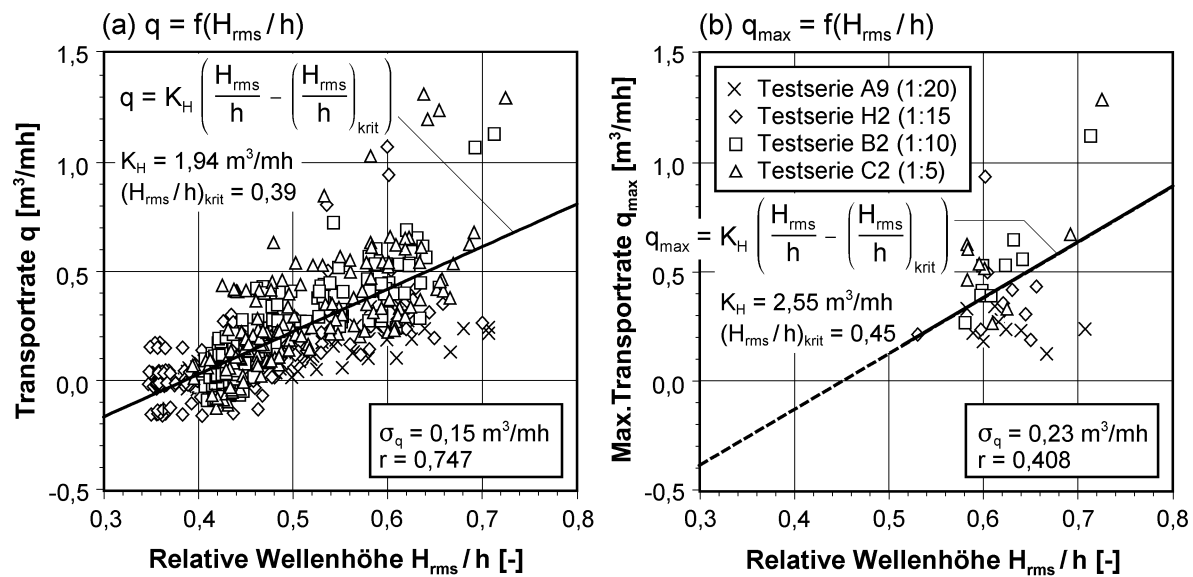


Abb. 79: Quertransportrate q als Funktion der relativen Wellenhöhe H_{rms}/h : (a) in der gesamten Brandungszone und (b) an der Position $x = X_{qmax}$ ihres Maximums

Tab. 30: Transportkonstante K_H und kritische relative Wellenhöhe $(H/h)_{krit}$ zur Berechnung der Transportrate $q(x)$ nach Gl. (74) aus H_{rms} oder H_{m0}

	Bei Verwendung von H_{rms}		Bei Verwendung von H_{m0}	
Transport pro <u>Stunde</u> : $q(x) = K_H [H(x)/h(x) - (H/h)_{krit}]$ mit q in $[m^3/mh]$				
	$K_H [m^3/mh]$	$(H_{rms}/h)_{krit} [-]$	$K_H [m^3/mh]$	$(H_{m0}/h)_{krit} [-]$
$q(x)$ in gesamter Brandungszone	1,94	0,39	1,41	0,54
Maximum q_{max} bei $x = X_{qmax}$	2,55	0,45	1,85	0,62
Transport pro <u>Sekunde</u> : $q(x) = K_H [H(x)/h(x) - (H/h)_{krit}]$ mit q in $[m^3/ms]$				
	$K_H [m^3/ms]$	$(H_{rms}/h)_{krit} [-]$	$K_H [m^3/ms]$	$(H_{m0}/h)_{krit} [-]$
$q(x)$ in gesamter Brandungszone	$5,39 \times 10^{-4}$	0,39	$3,91 \times 10^{-4}$	0,54
Maximum q_{max} bei $x = X_{qmax}$	$7,08 \times 10^{-4}$	0,45	$5,13 \times 10^{-4}$	0,62

kritische relative Wellenhöhe angesehen werden, deren Überschreiten erst zur ausreichenden Mobilisierung des Sedimentes infolge von Turbulenzen und erhöhten Orbitalgeschwindigkeiten an der Sohle und somit zu einem nennenswerten Transport führt. Aus den in Tab. 30 zusammengefassten Werten für $(H/h)_{krit}$ geht hervor, dass der küstennormal gerichtete Sedimenttransport q bei einer relativen Wellenhöhe $H_{m0}/h > 0,54$ bzw. $H_{rms}/h > 0,39$ einsetzt.

Nach Gl. (74) errechnete Transportraten $q \leq 0,7 m^3/mh$ zeigen eine gute Übereinstimmung mit den aus Profilaufmaßen der SAFE-Experimente ermittelten Werten. Dagegen werden sehr hohe Transportraten $q > 1,0 m^3/mh$, wie sie infolge eines starken Ungleichgewichtes zwischen Wasserstand und Strandprofilform insbesondere in den ersten Stunden nach der Wasserstandserhöhung auftreten (vgl. Abb. 62), weiterhin unterschätzt. Derart hohe Transportraten werden durch Gl. (74) jedoch auch großen relativen Wellenhöhen $H_{rms}/h \geq 0,6$ zugeordnet. Dadurch sind die Unterschiede zu den aus Profilvermessungen abgeleiteten Werten deutlich geringer als durch Funktionen der Energiedissipation (z.B. Gl. (47) oder Gl. (73)), wo solche Trans-

portraten bereits bei einer verhältnismäßig geringen Energiedissipation $D < 120 \text{ W/m}^3$ auftreten. Besonders auffällig ist dies bei der Ermittlung der maximalen Transportrate q_{\max} , die mit $r \approx 0,4$ zwar nur einen schwachen Zusammenhang zur relativen Wellenhöhe H_{rms}/h an der Position $X_{q_{\max}}$ aufweist (Abb. 79b); zum Maximum der Energiedissipation D_{\max} konnte zuvor jedoch keine statistische Beziehung ermittelt werden, die auch aus physikalischer Sicht plausible Resultate liefert (Abb. 78a).

6.4 Zusammenfassung und Bewertung

Die Ergebnisse der durchgeführten Analysen zeigen, dass die rechnerische Bestimmung der Quertransportrate $q(x)$ in der Brandungszone eines sandigen Küstenprofils aus bekannten hydrodynamischen und morphologischen Eingangsgrößen nur näherungsweise möglich ist. Das belegen die Streuungen der aus Strandprofilvermessungen bestimmten Werte um die ermittelten Regressionsfunktionen, die durch Standardabweichungen $\sigma_q \approx 0,2 \text{ m}^3/\text{mh}$ bei Transportraten von $q = -0,2 \text{ m}^3/\text{mh}$ (landwärts gerichtet) bis $q = 1,4 \text{ m}^3/\text{mh}$ (seewärts gerichtet) gekennzeichnet sind.

Die Überprüfung der aus der Schriftumsanalyse bekannten Ansätze, die den Quertransport $q(x)$ als Funktion der Energiedissipation $D(x)$ angeben, ergibt für die Bedingungen der SAFE-Experimente keine zufriedenstellende Übereinstimmung. In der Brandungszone besteht zwar ein erkennbarer Zusammenhang zwischen beiden Parametern, ein Einfluss der theoretisch konstanten Energiedissipation D_{GP} nach Gl. (43) über dem Gleichgewichtsprofil kann jedoch nicht festgestellt werden. Das kann z.T. auf das gleichbleibende Verhältnis H/h zwischen Wellenhöhe und Wassertiefe nach dem Brechen, das diesem Konzept zugrunde liegt, zurückgeführt werden. Es zeigt sich jedoch, dass die relative Wellenhöhe H_{rms}/h in der Brandungszone veränderliche Werte in einer Größenordnung von 0,35 bis 0,75 (Abb. 79a) annimmt.

Der Einfluss der lokalen Morphologie auf die Quertransportrate $q(x)$, der durch die Energiedissipation $D(x)$ nur unzureichend berücksichtigt wird, kann besser durch eine Funktion der relativen Wellenhöhe H/h beschrieben werden. Dabei zeigt die ermittelte Abhängigkeit nach Gl. (74), dass ein seewärts gerichteter Transport des Sedimentes erst bei Überschreiten eines kritischen Verhältnisses $(H_{m0}/h)_{\text{krit}} \approx 0,54$ einsetzt und dann linear zur relativen Wellenhöhe ansteigt. Ein solches Ergebnis stimmt in etwa mit der in Abschnitt 5.2 für Laborbedingungen bestätigten seeseitigen Begrenzung des "aktiven" Profils nach BIRKEMEIER (1985; Gl. (40)) überein. Danach kann die "Grenztiefe" h_c des Sedimenttransportes durch das 1,57-fache der lokalen signifikanten Wellenhöhe abgeschätzt werden, d.h. die relative Wellenhöhe an dieser Position ist $H_{m0}/h_c = 1/1,57$ bzw. 0,64.

Die ermittelten Zusammenhänge zwischen relativer Wellenhöhe H/h und Transportrate q basieren auf nur einer Ausgangswellenhöhe bzw. -steilheit und einem Strandprofil mit gleichbleibenden Sedimenteigenschaften. Somit kann die angegebene Beziehung lediglich als Ansporn und Grundlage für weitere Untersuchungen zur rechnerischen Bestimmung küstennormal verlagelter Sandmengen in der Brandungszone dienen. Um die Allgemeingültigkeit nachweisen zu können, sind zukünftig Untersuchungen mit variierenden Seegangsparemtern erforderlich, wobei insbesondere Kombinationen aus hydrodynamischen und sedimentologischen Parametern, die einen landwärts gerichteten Transport hervorrufen, berücksichtigt werden sollten.

7. Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und Ausblick

Hauptziel der durchgeführten Analysen von Schrifttum und Messdaten war die Erarbeitung von Empfehlungen für Planung, Durchführung und Auswertungen künftiger großmaßstäblicher Experimente. Darüber hinaus sollten Berechnungsansätze zum Strandverhalten unter Sturmflutbedingungen überprüft und weiterentwickelt werden. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Erfassung und Analyse der über dem Strandprofil veränderlichen Wellen sowie des dadurch induzierten küstennormalen Sedimenttransportes und der resultierenden Profilveränderungen.

7.1 Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher 2D-Experimente

Die Ergebnisse der Datenanalysen aus Modell- und Naturuntersuchungen zeigen, dass sich das Strandverhalten unter Sturmflutbedingungen in großmaßstäblichen zweidimensionalen Versuchseinrichtungen grundsätzlich der Natur entsprechend simulieren lässt. Im Vergleich zu verkleinerten Modellen können Maßstabeffekte bei der Nachbildung von Profilform und Sedimenteigenschaften im Maßstab 1 : 1 nahezu vernachlässigt werden. Aber auch Modelleffekte haben aufgrund der untergeordneten Bedeutung des Längstransportes bei Sturmfluten in der Summe einen relativ geringen Einfluss auf die Entwicklung des Strandprofils. Dennoch ist es erforderlich, verbleibende Maßstabs- und Modelleffekte durch geeignete Maßnahmen weiter zu reduzieren und bei der Interpretation der Ergebnisse ggf. zu korrigieren. Die in Abb. 80 zusammengefassten und nachfolgend erläuterten Empfehlungen sollen dazu beitragen, mögliche Fehler bei der Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher 2D-Experimente zu vermeiden und darüber hinaus Hinweise zu deren Optimierung liefern.

7.1.1 Empfehlungen für die Versuchsplanung

Bei der **Festlegung des Ausgangsprofils** vor Beginn der Experimente ist der Zustand des zu untersuchenden natürlichen Strandes im Maßstab 1 : 1 nachzubilden. Zur Vermeidung von Maßstabeffekten auf Art, Menge und Richtung des küstennormalen Sedimenttransportes gilt dies nicht nur für die Form und Ausdehnung des Strandprofils, sondern auch für die Sedimenteigenschaften. So werden die morphologischen Veränderungen korrekt wiedergegeben und es kann sich ein der Natur entsprechendes Gleichgewichtsprofil entwickeln.

Durch die **Festlegung des Wasserstandes und der Seegangbelastung** sollte gewährleistet sein, dass die Wassertiefe h seeseitig des Strandprofils ausreicht, um unnatürliche Veränderungen der Seegangsparameter über der ebenen Kanalsohle zu verhindern. Anderenfalls könnte sich die morphodynamische Aktivität bis auf die betonierte Sohle entwickeln.

Eine **ausreichende Sedimentverfügbarkeit** und die natürliche Ausbildung von Strand- und Vorstrandneigungen sind besonders beim Einbau fiktiver Strandprofile in den Wellenkanal zu überprüfen. Die zur Ausbildung eines naturnahen Gleichgewichtsprofils erforderliche Sandmenge ist aus dem Ansatz von BRUUN (1954) mit einem Formparameter $m = 2/3$ und einem Profilparameter A nach KRIEBEL et al. (1991) zu ermitteln (Abb. 80). Der Einbau zu geringer Sandmengen bewirkt unnatürlich steile Neigungen des seewärtigen Riffhanges ($\tan \beta > 1 : 10$), wodurch der landwärts gerichtete Sedimenttransport unter moderaten Seegangsbedingungen und die Regenerierung des Strandes verhindert wird. Auch zu steile Neigungen des trockenen Strandes ($\tan \beta \geq 1 : 15$) beeinflussen die Profilentwicklung, da das frontale Aufeinandertreffen auf- und ablaufender Wellen Turbulenzen im Bereich der Uferlinie verursacht.

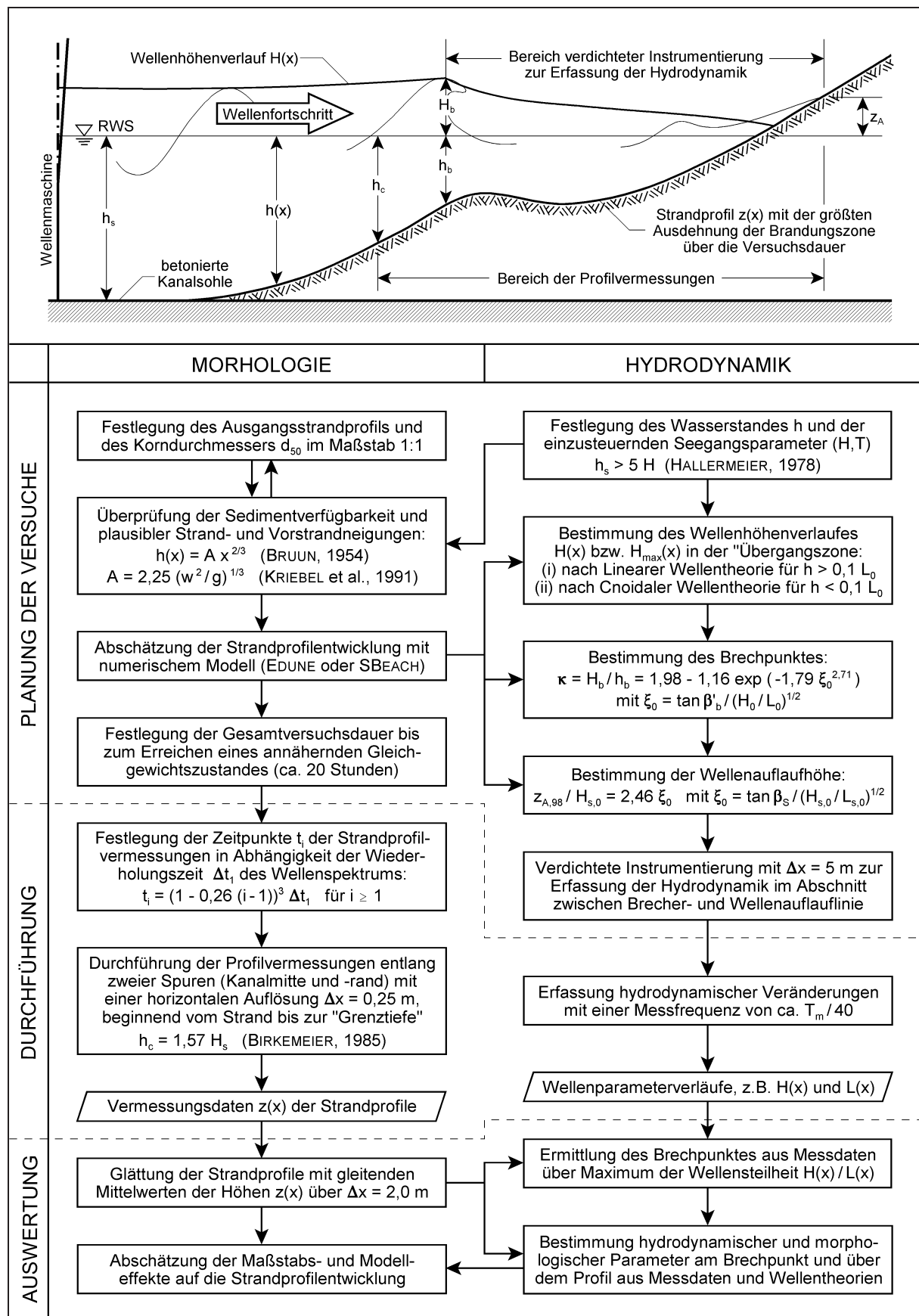


Abb. 80: Empfehlungen für die Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher 2D-Experimente zur Strandprofilentwicklung unter Sturmflutseegang

Zur **Abschätzung der zu erwartenden Profilentwicklung** empfiehlt sich die Anwendung eines numerischen Modells auf Basis der Gleichgewichtsprofiltheorie, z.B. EDUNE (KRIEBEL, 1989) oder SBEACH (LARSON, 1988). Aus den Ergebnissen kann die bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes erforderliche Dauer einer Testserie abgeschätzt werden. Als Richtwert für Sandstrände mit Korndurchmessern $d_{50} \approx 0,3 \text{ mm}$ können ca. 20 Stunden veranschlagt werden. Dieser Wert ergibt sich aus der analysierten Strandprofilentwicklung, wonach zu diesem Zeitpunkt ein gleichmäßig seewärts gerichteter Sedimenttransport $q \leq 0,3 \text{ m}^3/\text{mh}$ keine weiteren Veränderungen der Profilform bewirkt. Der resultierende konstante Nettoverlust $\Delta q = 0,06 \text{ m}^3/\text{mh}$ des Profilabschnittes zwischen Uferlinie und Brechpunkt führt jedoch weiterhin zu einer Verbreiterung der Brandungszone, d.h. ein statisches Gleichgewicht wird sich in dem Zeitraum, über den ein physikalisches Modell betrieben wird, nicht einstellen.

Die errechnete Entwicklung des Strandprofils dient auch als Grundlage für die **Positionierung der festinstallierten Wellendröhte** und weiterer Sonden zur Erfassung der Hydrodynamik. Der Großteil der Pegel ist im Bereich der über die Versuchsdauer maximalen Ausdehnung der Brandungszone vorzusehen, um die starken Veränderungen der Wellenhöhen zu erfassen. Ein Abstand von 5 m zwischen den Wellendröhten ist im Hinblick auf die spätere Bestimmung der Energiedissipation ausreichend. Der Bereich, in dem die verdichtete Instrumentierung vorzunehmen ist, wird durch (i) den Brechpunkt und (ii) die Wellenaufbauhöhe begrenzt.

Die Kenntnis des **Wellenhöhenverlaufes in der "Übergangszone"** ist Voraussetzung für die Bestimmung des Brechpunktes. Dieser kann für regelmäßige Wellen und die höchste Welle eines Spektrums bei großen Wassertiefen ($h > 0,1 L_0$) mit ausreichender Genauigkeit aus der Linearen Wellentheorie errechnet werden. Für das anschließende Aufsteilen (*Shoaling*) der Wellen bis zum Erreichen des Brechpunktes ist die Cnoidale Wellentheorie bzw. eine explizite Näherungslösung nach MUTTRAY & OUMERACI (2000) zu bevorzugen.

Die **Position des Brechpunktes** wird ermittelt, indem bei der schrittweisen Berechnung der Wellenparameter über dem Vorstrandprofil anhand geeigneter Methoden überprüft wird, ob die anwachsende Instabilität der Wellen zum Brechen führt. Die Überprüfung der aus der Schrifttumsanalyse bekannten Brechkriterien ergab, dass diese zwar bei regelmäßigen Wellen mit Perioden $T = 5 \text{ s}$ z.T. gute Ergebnisse liefern (z.B. GODA, 1970; WEGGEL, 1972), jedoch bei längerperiodischen Wellen mit $T = 10 \text{ s}$ die Wellenhöhe am Brechpunkt unterschätzen. Daher wurde ein Kriterium (Abb. 80) für regelmäßige Wellen entwickelt, das auch solche Seegangsbedingungen berücksichtigt. Die Übertragbarkeit auf unregelmäßige Wellen, z.B. auf die höchste Welle eines Spektrums, konnte auf Grundlage der analysierten Daten jedoch nicht nachgewiesen werden.

Zur Vorhersage der **Aufbauhöhen über Sandstränden** wurden die versuchsbegleitenden Videoaufzeichnungen analysiert und aus den Ergebnissen ein Berechnungsansatz für unregelmäßige Wellen abgeleitet (Abb. 80). Als die für den Aufbau maßgebliche Neigung hat sich dabei eine iterativ zu bestimmende mittlere Ersatzstrandneigung nach SAVILLE (1958) zwischen Brecherlinie und maximaler Wellenaufbauflinie herausgestellt, die über die Brecherkennzahl ξ_0 berücksichtigt wird. Mögliche Einflüsse der Wellenperioden und der Sedimenteigenschaften des Strandes konnten in dem entwickelten Ansatz nicht berücksichtigt werden, da diese in den analysierten Modellversuchen nicht variiert wurden.

Auch die **vertikale Position der Messgeräte** ist anhand der zu erwartenden Entwicklung des Strandprofils zu überprüfen, damit z.B. Einsandungen von Strömungssonden vermieden werden. Im Hinblick auf die Position der Wellenpegel ist zusätzlich die Erhöhung des Wasserspiegels in der Brandungszone (Brandungstau) zu berücksichtigen.

7.1.2 Empfehlungen für die Versuchsdurchführung

Für die messtechnische **Erfassung der Wasserspiegelauslenkung** und Orbitalströmungen zur späteren Bestimmung charakteristischer Parameter im Zeit- und Frequenzbereich ist eine Takt-rate von ca. $1/40$ der mittleren Wellenperiode T_m ausreichend. Für Perioden $T_m = 5$ s im Modell entspricht dies einer Taktfrequenz von 8 Hz. Hierdurch wird die Menge der Rohdaten und der Zeitaufwand für die Auswertungen erheblich reduziert, ohne dass die Genauigkeit der ermittelten Kenngrößen nennenswert beeinträchtigt wird.

Vermessungen des Strandprofils während der Versuchsserien sind für die spätere Ermittlung von Profilveränderungen und Quertransportraten unerlässlich. Da die Versuche nach dem derzeitigen Stand der Technik für Profilaufnahmen unterbrochen werden müssen, verursachen sie einen erheblichen Zeitaufwand (z.B. während der SAFE-Experimente 34 % der verfügbaren Versuchszeit). Dieser kann deutlich reduziert werden, indem (i) die Zeitpunkte der Vermessungen an die verschiedenen Phasen der Profilentwicklung angepasst werden und (ii) diese nur im Bereich relevanter morphologischer Veränderungen durchgeführt werden.

Der **Zeitabstand zwischen den Vermessungen** sollte zu Beginn der Experimente, wenn die größten Sandumlagerungen zu erwarten sind, so kurz wie möglich gewählt werden. Dabei wird der Zeitabstand durch den Wiederholungszyklus des eingesteuerten Wellenspektrums vorgegeben (i.d.R. 15 bis 20 min), um Modelleffekte der Wellengenerierung gering zu halten. Anschließend empfiehlt sich bei rückgängigen Transportraten eine allmähliche Erhöhung des Intervalls (Abb. 80). Nach ca. 15 Stunden ist es ausreichend, die Profilvermessungen alle drei Stunden durchzuführen.

Der **Bereich morphologischer Veränderungen**, auf den sich die Vermessungen beschränken sollten, erstreckt sich bis zur "Grenztiefe" h_c (*Closure Depth*), die mit dem 1,57-fachen der lokalen signifikanten Wellenhöhe abgeschätzt werden kann (Abb. 80). Da in größeren Wassertiefen ($h > h_c$) keine nennenswerten Sandbewegungen stattfinden, hätten beispielsweise in den SAFE-Experimenten 35 % der Versuchszeit zusätzlich zur Verfügung gestanden.

Durch **Vermessungen entlang mehrerer Spuren** werden auch küstenparallel verlagerte Sandmengen als Folge von Modelleffekten erfasst. Da solche Sedimentumlagerungen sowohl für die SAFE- als auch die LIP 11 D Experimente festgestellt wurden, empfiehlt es sich, neben einer Spur in der Mitte des Wellenkanals eine zweite Spur in einem Abstand $\Delta y = 0,50$ m bis 1,50 m von einer der beiden Seitenwände des Kanals aufzunehmen. Eine dritte Vermessungsspur entlang der gegenüberliegenden Kanalwand ist aufgrund der symmetrischen Form des Vorstrandes nicht zwingend erforderlich.

Eine **horizontale Auflösung** der Daten von $\Delta x = 0,25$ m entlang der aufzumessenden Spuren ist im Hinblick auf die spätere Analyse der küstennormalen Profilentwicklung ausreichend. In kleinräumigeren Untersuchungen (z.B. zum Verhalten von Riffeln) ist der küstennormale Abstand Δx zwischen den Messpunkten an die Länge der Sohlstrukturen anzupassen.

7.1.3 Empfehlungen für die Analyse der Versuchsergebnisse

Auswertungen hydrodynamischer Daten aus Modellversuchen zum Strandverhalten beschränken sich i.d.R. auf die Veränderung charakteristischer Wellenparameter infolge abnehmender Wassertiefen über dem Strandprofil. Um dabei einen zu starken Einfluss kleinräumiger Sohlstrukturen (z.B. Riffel) auf lokale Wassertiefen und Vorstrandneigungen auszuschließen, sollte eine **Glättung der morphologischen Messdaten** durchgeführt werden. Hierfür hat sich eine gleitende Mittelwertbildung der gemessenen Höhen über eine Strecke von 2 m bewährt. Diese

gewährleistet, dass feine Riffelstrukturen geglättet, großräumige Riffformationen jedoch erhalten bleiben. So erhöhen sich die Wassertiefen über dem Riff nur um ca. 3 cm (ca. 2 %).

Die **Lage des Brechpunktes** ist wesentlicher Bestandteil weiterführender Auswertungen, z.B. im Hinblick auf die Ermittlung des Wellenhöhenverlaufes. Im Hinblick auf eine rechnergestützte Bestimmung des Brechpunktes aus Messwerten wurden hydrodynamische, morphologische und kombinierte Kennwerte überprüft. Es wurde festgestellt, dass die Lage des "visuell" ermittelten Brechpunktes mit 95-prozentiger Wahrscheinlichkeit der Position entspricht, an der der Verlauf der Wellensteilheit $H(x)/L(x)$ über dem Vorstrandprofil sein Maximum erreicht. Zugehörige hydrodynamische und morphologische Parameter (z.B. Brecherhöhe H_b , Wassertiefe h_b) können den Messdaten dieser Position entnommen werden bzw. aus der Linearen Wellentheorie abgeleitet werden.

Bei der Auswertung morphologischer Daten und deren Übertragung auf die Natur ist es von entscheidender Bedeutung, den Einfluss von **Maßstabs- und Modelleffekten** einschätzen zu können. Die Ergebnisse der durchgeführten Analysen zeigen, dass im großmaßstäblichen Wellenkanal nicht nur Maßstabseffekte, sondern auch Modelleffekte einen nur geringen Einfluss auf die Strandprofilentwicklung unter Sturmflutbedingungen haben. Lediglich nach einer Änderung der Versuchsparameter (Strandprofil, Wasserstand, Seegang) sind in der Brandungszone verstärkte Sandverlagerungen von den Seitenwänden zur Mitte des Kanals festzustellen. Dies sollte berücksichtigt werden, wenn der Sedimenttransport aus den Daten nur einer statt der erforderlichen zwei parallelen Vermessungsspuren ermittelt wird.

7.2 Berechnungsansätze für numerische Modelle

Numerische Modelle zur Vorhersage sturmflutbedingter Strandrückgänge bestehen i.d.R. aus einem Modul zur Bestimmung der Wellenparameter über dem Strandprofil und einem zweiten Modul, das den küstennormalen Sedimenttransport aus den hydrodynamischen, morphologischen und sedimentologischen Vorgaben ermittelt.

Zur Errechnung der **Wellenparameter über dem Strandprofil** eignen sich die Methoden, die bereits für die Versuchsplanung (Abschnitt 7.1.1; Abb. 80) zur Bestimmung (i) des Wellenhöhenverlaufes in der "Übergangszone", (ii) der Position des Brechpunktes und (iii) der Wellenauflaufhöhen über Sandstränden vorgeschlagen wurden. Darüber hinaus wird aufgrund der Analyse des Schrifttums (iv) für die Ermittlung der Wellenhöhenabnahme nach dem Brechen das Modell von DALLY et al. (1985) empfohlen, das wegen unzureichender Messwerte in der inneren Brandungszone für die untersuchten Laborbedingungen jedoch nicht verifiziert wurde.

Der **küstennormale Sedimenttransport** $q(x)$ über dem Strandprofil weist im Verlauf einer Sturmflut einen deutlich erkennbaren Zusammenhang zur relativen Wellenhöhe H/h auf:

$$q(x) = K_H \left(\frac{H(x)}{h(x)} - \left(\frac{H}{h} \right)_{\text{krit}} \right)$$

Die für die SAFE-Testserien ermittelte kritische relative Wellenhöhe $(H_{m0}/h)_{\text{krit}} \approx 0,6$, deren Überschreiten erst einen nennenswerten Küstenquertransport verursacht, stimmt mit dem unter Laborbedingungen verifizierten Berechnungsansatz der "Grenztiefe" nach BIRKEMEIER (1985; Abb. 80) überein. Die Überprüfung der Interaktion zwischen hydrodynamischen Prozessen und morphologischen Veränderungen im GWK zeigt, dass speziell hohe Transportraten in den ersten Stunden einer Sturmflut weniger stark unterschätzt werden als durch Funktionen der Energiedissipation $D(x)$ der einlaufenden Wellen.

Die **Form des Gleichgewichtsprofils**, das sich infolge des küstennormalen Sedimenttransportes bei gleichbleibender Wasserstands- und Seegangsbelastung einstellt, wird durch den Ansatz von BRUUN (1954) mit einem konstanten Formparameter $m = 2/3$ und einem auf die Sedimenteigenschaften bezogenen Gleichgewichtsprofilparameters A nach KRIEBEL et al. (1991) in guter Näherung beschrieben

7.3 Ausblick für künftige Untersuchungen

Bei allen Empfehlungen sowohl für die Planung, Durchführung und Auswertung großmaßstäblicher Experimente als auch für Berechnungsansätze ist zu berücksichtigen, dass diese auf einer eingeschränkten Anzahl von Versuchsserien mit gleichen oder ähnlichen Sedimenteigenschaften und Wellenparametern beruhen. Ergebnisse aus künftigen Modellversuchen könnten zur Bestätigung bzw. zur Erweiterung der erarbeiteten Hinweise und Zusammenhänge auf andere Sedimenteigenschaften und Seegangsbedingungen beitragen. Dies gilt insbesondere für den Einfluss von längerperiodischen Wellen ($T \geq 10$ s) mit geringeren Steilheiten und einem veränderten Brechverhalten (z.B. Sturzbrecher) auf

- (i) die Position des Brechpunktes und die zugehörige Wellenhöhe H_b ,
- (ii) die Ausbildung der seeseitigen Grenze h_c des "aktiven" Profils,
- (iii) die Höhe z_A des Wellenauflaufes über dem Sandstrand,
- (iv) die Quertransportrate $q(x)$ in der Brandungszone und
- (v) die Form $h(x)$ des sich einstellenden Gleichgewichtsprofils.

Großmaßstäbliche Modelluntersuchungen zum Einfluss verschiedener Sedimenteigenschaften auf die genannten Kenngrößen sind zwar ebenfalls wünschenswert, aus Kostengründen aber kaum realisierbar. Daher sind Naturuntersuchungen mit Wasserstands- und Wellenmessungen sowie regelmäßig durchgeführten Profilvermessungen bis zur "Grenztiefe" und begleitenden Videoaufnahmen des Strandes und der äußeren Brandungszone zu bevorzugen.

Die weltweit bislang durchgeführten großmaßstäblichen Experimente mit konstanten oder stufenweise veränderten Wasserständen und gleichbleibenden Kennwerten des sich in Intervallen wiederholenden Wellenspektrums lassen eine endgültige Beurteilung sich überlagernder Modelleffekte nicht zu. Sobald die technischen Möglichkeiten der Versuchseinrichtungen eine stufenlose Variation von Wasserstand und Seegang erlauben, bestünde die Möglichkeit, Ganglinien aus Naturmessungen zeitlich exakt nachzubilden und Modelleffekte infolge der Wellengenerierung auf ein Minimum zu reduzieren. Die Ergebnisse solcher Experimente würden einen einfacheren Vergleich der Strandprofilentwicklung in Labor und Natur erlauben und Hinweise auf Ursachen der übrigen Modelleffekte liefern.

Als bislang ausgeprägtester Modelleffekt auf die Profilentwicklung haben sich küstenparallele Sandumlagerungen von beiden Seitenwänden in die Mitte des Wellenkanals herausgestellt. Diese treten verstärkt nach dem Ein- oder Umbau des Sandprofils und im Anschluss an eine Wasserstandserhöhung auf. Die Ursache sind vermutlich küstennormale Strömungswalzen, die auf der Grundlage der vorliegenden Messdaten jedoch nicht nachgewiesen werden konnten. Um deren Existenz zu belegen, sind in zukünftigen Untersuchungen zeitgleiche Strömungsmessungen in der Brandungszone in unterschiedlichen Wassertiefe und an mehreren küstenparallelen Positionen über die Breite des Wellenkanals erforderlich. Derartige Experimente würden auch dazu beitragen, die infolge fehlender Rippströme im zweidimensionalen Wellenkanal erhöhten sohnnahen Rückströmungsgeschwindigkeiten zu quantifizieren.

8. Schrifttum

- AAGARD, T. (1990) Swash Oscillations on Dissipative Beaches - Implications for Beach Erosion. *J. Coastal Res.*, Special Issue 9, 738-752.
- AHRENS, J.P.; SEELIG, W.N. (1996) Wave Runup on Beaches. *Proc. 25th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 981-993.
- ANDERSEN, O.H.; FREDSE, J. (1983) Transport of Suspended Sediment along the Coast. *Inst. of Hydrodyn. & Hydr. Eng., Tech. Univ. of Denmark, Progr. Rep. 59*, 33-46.
- BAGNOLD, R.A. (1946) Motion of Waves in Shallow Water. Interaction between Waves and Sand Bottoms. *Proc. Royal Soc. London*, A187, 1-18.
- BASCO, D.R. (1985) Qualitative Description of Wave Breaking. *J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.* 111(2), 171-187.
- BATTJES, J.A. (1974) Surf Similarity. *Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 466-480.
- BATTJES, J.A.; JANSSEN, J.P.F.M. (1978) Energy Loss and Set-Up due to Breaking of Random Waves. *Proc. 16th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 569-587.
- BATTJES, J.A.; STIVE, M.J.F. (1985) Calibration and Verification of a Dissipation Model for Random Breaking Waves. *J. Geophys. Res.* 90(C5), 9159-9167.
- BEREND, O.; SCHMIDT-KOPPENHAGEN, R.; DURSTHOFF, W. (1997) Measurement of Sand Beach Profiles in the Large Wave Flume. *7th Offshore and Polar Eng. Conf.*
- BEYERSDORF, J. (1997) Verhalten von Luftblasen und Sedimenten in Blasensäulen in Abhängigkeit vom Salzgehalt im Wasser. *Mitt. Franzius-Inst. 79*, Univ. Hannover, 1-293.
- BIJKER, E.W. (1992) Mechanics of Sediment Transport by the Combination of Waves and Current. *Proc. Short Course on Design and Reliability of Coastal Structures*, 147-173.
- BIRKEMEIER, W.A. (1985) Field Data on Seaward Limit of Profile Change. *J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div.* 111(3), 598-602.
- BLACK, K.O.; ROSENBERG, M.A. (1991) Suspended Sediment Load at Three Time Scales. *Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91*.
- BODGE, K.R. (1992) Representing Equilibrium Beach Profiles with an Exponential Expression. *J. Coastal Res.* 8(1), 47-55.
- BOSMAN, J.J.; VELDEN, E.T.J.M. VAN DER; HULSBERGEN, C.H. (1987) Sediment Concentration Measurement by Transverse Suction. *Coastal Eng.* 11, 353-370.
- BOUWS, E., GUNTHER, H., ROSENTHAL, W.; VINCENT, C.L. (1985) Similarity of the Wind Wave Spectrum in Finite Depth Water, 1. Spectral Form. *J. Geophys. Res.* 90(C1), 975-986.
- BOWEN, A.J. (1969) Rip Currents, 1: Theoretical Investigations. *J. Geophys. Res.* 74, 5468-5478.
- BOWEN, A.J.; INMAN, D.L. (1969) Rip Currents, 2: Laboratory and Field Observations. *J. Geophys. Res.* 74, 5479-5490.
- BOWEN, A.J.; INMAN, D.L. (1971) Edge Waves and Crescenting Bars. *J. Geophys. Res.* 76, 8662-8671.
- BOWEN, A.J. (1980) Simple Models of Nearshore Sedimentation: Beach Profiles and Longshore Bars. *The Coastline of Canada*, Geol. Survey of Canada, 1-11.
- BOWEN, A.J.; HUNTLEY, D.A. (1984) Waves, Long Waves and Nearshore Morphology. *Marine Geology* 60, 1-13.
- BROWN, C.B. (1950) Sediment Transport, Chapter XII. *Eng. Hydr.*, edited by H. ROUSE, Wiley & Sons, 769-857.
- BRUUN, P. (1954) Coast Erosion and the Development of Beach Profiles. *Beach Erosion Board, Corps of Engineers, Tech. Memo. 44*.
- CAPOBIANCO, M.; LARSON, M.; NICHOLLS, R.J.; KRAUS, N.C. (1997) Depth of Closure: A Contribution to the Reconciliation of Theory, Practice, and Evidence. *Proc. 3rd Conf. on Coastal Dynamics*, 506-515.

- CEM (2002) The Coastal Engineering Manual. Corps of Engineers.
- CERC (1984) Shore Protection Manual. Coastal Eng. Res. Center.
- CHEN, Q.; KAIHATU, J.M.M; DOUGLASS, S.L. (2002) Quantification of the Wind Effect on Wave Breaking Based on a Boussinesq Wave Model. Proc. 27th Intl. Conf. on Coastal Eng., 332-343.
- DALLY, W.R.; DEAN, R.G. (1984) Suspended Sediment Transport and Beach Profile Evolution. J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng. 110(1), 15-33.
- DALLY, W.R.; DEAN, R.G. ; DALRYMPLE, R.A. (1985) Wave Height Variation Across Beaches of Arbitrary Profile. J. Geophys. Res. 90(C6), 11917-11927.
- DALLY, W.R. (1987) Longshore Bar Formation - Surf Beat or Undertow? Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '87, 71-86.
- DALLY, W.R. (1991) Long Wave Effects in Laboratory Studies of Cross-Shore Transport. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91, 85-99.
- DALLY, W.R. (1992) Random Breaking Waves: Field Verification of a Wave-By-Wave Algorithm for Engineering Application. Coastal Eng. 16, 369-397.
- DALRYMPLE, R.A.; THOMPSON, W.W. (1976) Study of Equilibrium Profiles. Proc. 15th Intl. Conf. on Coastal Eng., 1277-1296.
- DALRYMPLE, R.A. (1985) Introduction to Physical Models in Coastal Engineering. Physical Modelling in Coastal Eng., edited by R.A. DALRYMPLE, 3-9.
- DALRYMPLE, R.A. (1992) Prediction of Storm/Normal Beach Profiles. J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng. 118(2), 193-200.
- DEAN, R.G. (1973) Heuristic Models of Sand Transport in the Surf Zone. Proc. Conf. Eng. Dynamics in the Coastal Zone, 208-214.
- DEAN, R.G. (1977) Equilibrium Beach Profiles: US Atlantic and Gulf Coasts. Ocean Eng. Rep. 12, Dept. of Civil Eng., Univ. Delaware.
- DEAN, R.G. (1987) Coastal Sediment Processes: Toward Engineering Solutions. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '87, 1-24.
- DEAN, R.G. (1991) Equilibrium Beach Profiles: Characteristics and Applications. J. Coastal Res. 7(1), 53-84.
- DEIGAARD, R.; JUSTESEN, P.; FREDSE, J. (1991) Modelling of Undertow by a One-Equation Turbulence Model. Coastal Eng. 15, 431-458.
- DETTE, H.H. (1986) Untersuchungen über Dünenabbrüche und Stranderosionen im Großen Wellenkanal. Die Küste 43, 247-282.
- DETTE, H.H.; ULICZKA, K. (1986) Velocity and Sediment Concentration Fields across Surf Zones. Proc. 20th Intl. Conf. on Coastal Eng., 1062-1076.
- DETTE, H.H.; NEWE, J.; MAGNERE-WEND, N. (1992) Zur Optimierung der Vermessung an der Westküste Sylts. Ber. 747, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.
- DETTE, H.H.; NEWE, J.; PETERS, K. (1995) Large Wave Flume Experiments '93, Vol. 1: Wave Data and Beach Profile Surveys. Rep. 787, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.
- DETTE, H.H.; PETERS, K. (1996) Large Wave Flume Experiments '93, Vol. 2: Suspension Measurements. Rep. 810, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.
- DETTE, H.H.; RAUDKIVI, A.J.; TRAMPENAU, T.; NEWE, J.; PETERS, K. (1996a) Hochwasserschutz Dierhagen-Ost - Ist-Zustand und Schutzkonzept seewärts der Düne. Ber. 806, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.
- DETTE, H.H.; NEWE, J.; PETERS, K. (1996b) Untersuchungen zur Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen auf der Grundlage von Experimenten im Großen Wellenkanal. Ber. 815, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.

- DETTE, H.H.; LARSON, M.; MURPHY, J.; NEWE, J.; PETERS, K.; RENIERS, A.; STEETZEL, H. (2002) Application of Prototype Flume Tests for Beach Nourishment Assessment. *Coastal Eng.* 47(2), 137-177.
- DIN 4049-3 (1994) Hydrologie, Teil 3: Begriffe zur quantitativen Hydrologie, Ausgabe 1994-10. Normenausschuß Wasserwesen im Deutschen Inst. f. Normung e.V., Beuth Verlag.
- DINGLER, J.R. (1979) The Threshold of Grain Motion under Oscillatory Flow in a Laboratory Wave Channel. *J. Sediment Petrol.* 49, 287-294.
- DOUGLASS, S.L. (1990) Influence of Wind on Breaking Waves. *J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.* 116(6), 651-663.
- DOUGLASS, S.L. (1992) Estimating Extreme Values of Run-Up on Beaches. *J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.* 118(2), 220-224.
- DYHR-NIELSEN, M.; SØRENSEN, T. (1970) Some Sand Transport Phenomena on Coasts with Bars. *Proc. 12th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 855-866.
- EAK (1993) Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken. Die Küste 55, Westholst. Verlagsanstalt Boyens & Co.
- EAK (2002) Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken. Die Küste 65, Westholst. Verlagsanstalt Boyens & Co.
- FREDSØE, J.; DEIGAARD, R. (1992) Mechanics of Coastal Sediment Transport. *Adv. Series on Ocean Eng.* 3, World Scientific Publ. Co.
- FÜHRBÖTER, A. (1970) Air Entrainment and Energy Dissipation in Breakers. *Proc. 12th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 391-398.
- FÜHRBÖTER, A. (1986) Model and Prototype Tests for Wave Impact and Run-Up on a Uniform 1:4 Slope. *Coastal Eng.* 10, 49-84.
- FÜHRBÖTER, A.; SPARBOOM, U.; WITTE, H.H. (1989) Großer Wellenkanal Hannover: Versuchsergebnisse über den Wellenaufbau auf glatten und rauhen Deichböschungen mit der Neigung 1:6. *Die Küste* 50, 155-195.
- GALLOWAY, J.S.; COLLINS, M.B.; MORAN, A.D. (1989) Onshore/Offshore Wind Influence on Breaking Waves: An Empirical Study. *Coastal Eng.* 13, 305-323.
- GALVIN, C.J. (1968) Breaker Type Classification on three Laboratory Beaches. *J. Geophys. Res.* 73(12), 3651-3659.
- GALVIN, C.J. (1969) Breaker Travel and Choice of Design Wave Height. *J. Waterways & Harbors Div.* 95(WW2), 175-200.
- GODA, Y. (1970) A Synthesis of Breaker Indices. *Trans. Japan Soc. Civil Eng.* 2(2), 227-230.
- GONZÁLEZ, M.; MEDINA, R.; LOSADA, M. (1997) Equilibrium Beach Profiles: Effect of Refraction. *Proc. 3rd Conf on Coastal Dynamics*, 933-942.
- GREENWOOD, B.; OSBORNE, P.D. (1990) Vertical and Horizontal Structure in Cross-Shore Flows: An Example of Undertow and Wave Set-Up on a Barred Beach. *Coastal Eng.* 14, 543-580.
- GUZA, R.T.; THORNTON, E.B. (1982) Swash Oscillations on a Natural Beach. *J. Geophys. Res.* 87(C1), 483-491.
- GUZA, R.T.; THORNTON, E.B. (1985) Observations of Surf Beat. *J. Geophys. Res.* 90, 3161-3172.
- HALLERMEIER, R.J. (1978) Uses for a Calculated Limit Depth to Beach Erosion. *Proc. 16th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1493-1512.
- HALLERMEIER, R.J. (1981) A Profile Zonation for Seasonal Sand Beaches from Wave Climate. *Coastal Eng.* 4, 253-277.
- HAMM, L. (1998) Performance of Soft Beach Systems and Nourishment Measures for European Coasts. *3rd European Marine Science and Technology Conf.*
- HANSEN, J.B.; SVENDSEN, I.A. (1984) Theoretical and Experimental Study of Undertow. *Proc. 19th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2246-2262.

- HANSEN, J.B. (1990) Periodic Waves in the Surf Zone: Analysis of Experimental Data. *Coastal Eng.* 14, 19-42.
- HANSLOW, D.; NIELSEN, P. (1993) Shoreline Set-Up on Natural Beaches. *J. Coastal Res.*, Special Issue 15, 1-10.
- HANSON, H. (1987) Genesis - A Generalized Shoreline Change Numerical Model for Engineering Use. Rep. 1007, Dept. of Water Resources Eng., Lund Univ.
- HASSELMANN, K. et al. (1973) Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project. *Deutsche Hydrologische Zeitung, Reihe A*(8), Nr. 12.
- HATTORI, A.; SAKAI, T.; HATANAKA, K. (1992) Wave-Induced Porewater Pressure and Seabed Stability. *Proc. 23rd Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2095-2107.
- HATTORI, M.; KAWAMATA, R. (1980) Onshore-Offshore Transport and Beach Profile Change. *Proc. 17th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1175-1193.
- HEDEGAARD, I.B.; ROELVINK, J.A.; SOUTHGATE, H.; PECHON, P.; NICHOLSON, J.; HAMM, L. (1992) Intercomparison of Coastal Profile Models. *Proc. 23rd Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2108-2121.
- HINO, M. (1974) Theory on Formation of Rip Current and Cuspidal Coast. *Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 901-914.
- HOLMAN, R.A. (1986) Extreme Value Statistics for Wave Run-Up on a Natural Beach. *Coastal Eng.* 9, 527-544.
- HORIKAWA, K.; KUO, C.T. (1966) A Study on Wave Transformation Inside Surf Zone. *Proc. 10th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 217-233.
- HORIKAWA, K. (1987) Nearshore Dynamics and Coastal Processes - Theory, Measurement and Predictive Models. Univ. of Tokyo Press.
- HSU, T.W. (1997) Geometric Characteristic of Storm-Beach Profiles caused by Inclined Waves. *Ocean Eng.* 25(1), 69-84.
- HUGHES, S.A. (1994) Physical Models and Laboratory Techniques in Coastal Engineering. *Adv. Series on Ocean Eng.* 7, World Scientific Publ. Co.
- HUNT, I.A. (1959) Design of Seawalls and Breakwaters. *J. Waterways & Harbors Div.* 85, 123-152.
- HUNTLEY, D.A.; DAVIDSON, M.; RUSSELL, P.; FOOTE, Y.; HARDISTY, J. (1993) Long Waves and Sediment Movement on Beaches: Recent Observations and Implications for Modelling. *J. Coastal Res.*, Special Issue 15, 215-229.
- INMAN, D.L.; BAGNOLD, R.A. (1963) Littoral Processes. *The Sea* 3, edited by M.N. HILL, Interscience, 529-553.
- IRIBARREN, R.; NOGALES, C. (1949) Protection des ports. *Proc. 17th Intl. Nav. Congress*, 31-82.
- IRIE, I.; NADAOKA, K. (1984) Laboratory Reproduction of Seabed Scour in Front of Breakwaters. *Proc. 19th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1715-1731.
- IZUMIYA, T.; ISOBE, M. (1986) Breaking Criterion on Non-Uniformly Sloping Beach. *Proc. 20th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 318-327.
- JONSSON, I.G. (1966) Wave Boundary Layers and Friction Factors. *Proc. 10th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 127-148.
- KAJIMA, R.; SHIMIZU, T.; MARUYAMA, K.; SAITO, S. (1982) Experiments on Beach Profile Change with a Large Wave Flume. *Proc. 18th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1385-1404.
- KAMINSKY, G.M.; KRAUS, N.C. (1993) Evaluation of Depth-Limited Wave Breaking Criteria. *Proc. Waves* 93.
- KAMPHUIS, J.W. (1975a) Coastal Mobile Bed Model - Does It Work? *Proc. 2nd Symp. on Modeling Techniques*, 993-1009.
- KAMPHUIS, J.W. (1975b) Friction Factors under Oscillatory Waves. *J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div.* 101(WW2), 135-144.

- KAMPHUIS, J.W.; NAIRN, R.B. (1984) Scale Effects in Large Coastal Mobile Bed Models. Proc. 19th Intl. Conf. on Coastal Eng., 2322-2338.
- KAMPHUIS, J.W.; DAVIES, M.H.; NAIRN, R.B.; SAYAO, O.J. (1986) Calculation of Littoral Sand Transport Rate. Coastal Eng. 10, 1-21.
- KAMPHUIS, J.W. (1991a) Wave Transformation. Coastal Eng. 15, 173-184.
- KAMPHUIS, J.W. (1991b) Incipient Wave Breaking. Coastal Eng. 15, 185-203.
- KAMPHUIS, J.W. (1991c) Alongshore Sediment Transport Rate. J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng. 117(6), 624-640.
- KAMPHUIS, J.W. (1995) Comparison of Two-Dimensional and Three-Dimensional Beach Profiles. J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng. 121(3), 155-161.
- KING, D.B.; SEYMOUR, R.J. (1989) State of the Art in Oscillatory Sediment Transport Models. Nearshore Sediment Transport, edited by R.J. SEYMOUR, 371-385.
- KIT, E.; PELINOVSKY, E. (1998) Dynamic Response for Cross-Shore Transport and Equilibrium Bottom Profiles. J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng., 124(3), 138-146.
- KOMAR, P.D.; INMAN, D.I. (1970) Longshore Sand Transport on Beaches. J. Geophys. Res. 75(30), 5914-5927.
- KOMAR, P.D.; GAUGHAN, M.K. (1972) Airy Wave Theory and Breaker Height Prediction. Proc. 13th Intl. Conf. on Coastal Eng., 405-418.
- KOMAR, P.D.; MILLER, M.C. (1974) Sediment Treshold under Oscillatory Waves. Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng., 756-775.
- KOMAR, P.D. (1991) Littoral Sediment Transport. Handbook of Coastal & Ocean Eng. 2, edited by J.B. HERBICH, Gulf Publ. Co., 681-714.
- KOMAR, P.D.; MCDUGAL, W.G. (1994) The Analysis of Exponential Beach Profiles. J. Coastal Res. 10(1), 59-69.
- KOMAR, P.D. (1998) Beach Processes and Sedimentation. 2nd Edition, Prentice Hall.
- KRAUS, N.C.; LARSON, M. (1988) Beach Profile Change Measured in the Tank for Large Waves, 1956 - 1957 and 1962. Tech. Rep. 88-6, Coastal Eng. Res. Center.
- KRAUS, N.C.; LARSON, M.; KRIEBEL, D.L. (1991) Evaluation of Beach Erosion and Accretion Predictors. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91, 572-587.
- KRAUS, N.C.; SMITH, J.M.; SOLLITT, C.K. (1992) Supertank Laboratory Data Collection Project. Proc. 23rd Intl. Conf. on Coastal Eng., 2191-2204.
- KRAUS, N.C.; MASON, J.M. (1993) Discussion of Prediction of Storm/Normal Beach Profiles. J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng. 119(4), 468-470.
- KRIEBEL, D.L.; DEAN, R.G. (1985) Numerical Simulation of Time-Dependent Beach and Dune Erosion. Coastal Eng. 9, 221-245.
- KRIEBEL, D.L. (1986) Verification Study of a Dune Erosion Model. Shore & Beach 54, 13-21.
- KRIEBEL, D.L.; DALLY, W.R.; DEAN, R.G. (1986) Beach Profile Response Following Severe Erosion Events. Rep. 86/016, Coastal and Oceanographic Eng. Dept., Univ. of Florida.
- KRIEBEL, D.L. (1989) Dune Erosion Model EDUNE. Users Manual.
- KRIEBEL, D.L. (1990) Advances in Numerical Modelling of Dune Erosion. Proc. 22nd Intl. Conf. on Coastal Eng., 2304-2317.
- KRIEBEL, D.L.; KRAUS, N.C.; LARSON, M. (1991) Engineering Methods for Predicting Beach Profile Response. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91, 557-571.
- KUBO, H.; SUNAMURA, T. (2001) Large-Scale Turbulences to Facilitate Sediment Motion under Spilling Breakers. Proc. 4th Conf. on Coastal Dynamics, 212-221.
- LARSON, M. (1988) Quantification of Beach Profile Change. Rep. 1008, Dept. of Water Resources Eng., Lund Univ.
- LARSON, M. (1991) Equilibrium Profile of a Beach with Varying Grain Size. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91, 905-919.

- LARSON, M.; KRAUS, N.C.; WISE, R.A. (1999) Equilibrium Beach Profiles under Breaking and Non-Breaking waves. *Coastal Eng.* 36, 59-85.
- LE MÉHAUTÉ, B. (1976) Similitude in Coastal Engineering. *J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div.* 102(WW3), 317-335.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. (1953) Transport in Water Waves. *Trans. Royal Soc. London*, A245, 535-581.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. (1956) The Mechanics of the Boundary-Layer near the Bottom in a Progressive Wave. *Proc. 6th. Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 184-193.
- LONGUET-HIGGINS, M.S.; STEWART, R.W. (1964) Radiation Stress in Water Waves; A Physical Discussion with Applications. *Deep-Sea Res.* 11, Pergamon Press, 529-562.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. (1970) Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, Part 1. *J. Geophys. Res.* 75(33), 6778-6789.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. (1983) On The Joint Distribution of Wave Periods and Amplitudes in a Random Wave Field. *Trans. Royal. Soc. London*, A389, 241-258.
- LOSADA, M.A.; SÁNCHEZ-ARCILLA, A.; VIDAL, C. (1986) Another Approach to Longshore Current Evaluation. *Proc. 20th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1361-1377.
- LWI (1994) Untersuchungen zur Dünenbemessungen an der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns. Sachstandsbericht, unveröffentlicht.
- LWI; GPI; STAUN ROSTOCK (1994) Wirkungsweise von Einbauten in See. 1. Zwischenbericht, unveröffentlicht.
- LWI; GPI; STAUN ROSTOCK (1995) Wirkungsweise von Einbauten in See. 2. Zwischenbericht, unveröffentlicht.
- LWI; GPI; STAUN ROSTOCK (1996) Wirkungsweise von Einbauten in See. 3. Zwischenbericht, unveröffentlicht.
- MADSEN, O.S. (1974) Stability of a Sand Bed under Breaking Waves. *Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 776-794.
- MADSEN, O.S.; GRANT, D. (1976) Quantitative Description of Sediment Transport by Waves. *Proc. 15th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1093-1112.
- MASE (1989) Random Wave Runup Height on Gentle Slope. *J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.* 115(5), 649-661.
- MAYER, R.H.; KRIEBEL, D.L. (1994) Wave Runup on Composite-Slope and Concave Beaches. *Proc. 24th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2325-2339.
- MCCOWAN, J. (1894) On the Highest Wave of Permanent Type. *Phil. Mag., J. Science* 38, 351-358.
- MICHE, R. (1944) Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. *Annales des Ponts et Chaussées*.
- MILLER, R.L. (1972) The Role of Surface Tension in Breaking Waves. *Proc. 13th Conf. on Coastal Eng.*, 433-449.
- MOORE, B.D. (1982) Beach Profile Evolution in Response to Changes in Water Level and Wave Height. *Dept. of Civil Eng., Univ. Delaware*.
- MUTTRAY, M.; OUMERACI, H. (2000) Wave Transformation on the Foreshore of Coastal Structures. *Proc. 27th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2178-2191.
- MYRHAUG, D. (1989) A Rational Approach to Wave Friction Coefficients for Rough, Smooth and Transitional Turbulent Flow. *Coastal Eng.* 13, 11-21.
- NADAOKA, K.; UENO, S.; IGARASHI, T. (1988) Sediment Suspension due to Large Scale Eddies in the Surf Zone. *Proc. 21st Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1646-1660.
- NAIRN, R.B. (1990) Prediction of Cross-Shore Sediment Transport and Beach Profile Evolution. *Diss., Univ. London*.

- NEWE, J. (1994) Anwendungsorientierte Simulation von Dünen- und Aufspülprofilräumungen bei Sturmfluten für die Westküste von Sylt. Statusseminar 'Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt - Phase II', BMFT, 126-143.
- NEWE, J.; DETTE, H.H. (1995) Simulation of Dune and Nourished Berm Erosion during Storm Surges. Proc. 2nd Conf on Coastal Dynamics, 850-861.
- NEWE, J.; PETERS, K.; DETTE, H.H. (1999) Profile Development under Storm Conditions as a Function of the Beach Slope. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '99, 2582-2596.
- NEWE, J.; PETERS, K. (2000) Strandneigungung und Küstenrückgang. Hansa 137(3), 68-71.
- NEWE, J. (2003) Bemessung der Landesküstenschutzdünen Mecklenburg-Vorpommerns. Ergebnisbericht, unveröffentlicht.
- NICHOLLS, R.J.; BIRKEMEIER, W.A. (1997) Morphological and Sediment Budget Controls on Depth of Closure at Duck, N.C. Proc. 3rd Conf. on Coastal Dynamics, 496-505.
- NIELSEN, P. (1990) Runup, Setup and the Coastal Watertable. Proc. 22nd Intl. Conf. on Coastal Eng., 867-880.
- NIELSEN, P. (1992) Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport. Adv. Series on Ocean Eng. 4, World Scientific Publ. Co.
- NODA, K. (1972) Equilibrium Beach Profile Scale-Model Relationship. J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div. 98 (WW4), 511-528.
- OELERICH, J.; DETTE, H.H. (1988) About the Energy Dissipation over Barred Beaches. Proc. 21st Intl. Conf. on Coastal Eng., 292-306.
- OSTENDORF, D.W.; MADSEN, O.S. (1979) An Analysis of Longshore Currents and Associated Sediment Transport in the Surf Zone. Rep. 79-13, Massachusetts Inst. of Technology.
- OUERACI, H. (1984) Scale Effects in Coastal Hydraulic Models. Symp. on Scale Effects in Modelling Hydr. Structures, 7.10-1-7.
- OUERACI, H. (1993) Scour in Front of Vertical Breakwaters - Review of Scaling Problems. Mitt. Leichtweiß-Inst. 125, Tech. Univ. Braunschweig, 341-383.
- OUERACI, H. (1994) Wasserbauliches Versuchswesen II - Modelle im Küsteningenieurwesen. Vorlesungsumdruck, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.
- OUERACI, H. (1999) Strengths and Limitations of Physical Modelling in Coastal Engineering - Synergy Effects with Numerical Modelling and Field Measurements. Proc. Hydralab Workshop, 7-38.
- OUERACI, H. (2001) Küsteningenieurwesen. Taschenbuch der Wasserwirtschaft, Hrsg.: K. LECHER, H.P. LÜHR & U. ZANKE, Parey Buchverlag, 657-743.
- OZASA, H.; BRAMPTON, A.H. (1980) Mathematical Modelling of Beaches Backed by Seawalls. Coastal Eng. 4, 47-63.
- PETERS, K.; NEWE, J.; DETTE H.H. (1996) Development of Underwater Beach Profile by Monochromatic and Random Waves. Proc. 25th Intl. Conf. on Coastal Eng., 3442-3452.
- PETERS, K. (2000) Morphodynamik in der Brandungszone sandiger Küsten - Konzentrationsverteilungen suspendierter Sedimente. Diss., Tech. Univ. Braunschweig.
- PILKEY, O.; YOUNG, R.; RIGGS, S.R.; SMITH, A.W.; WU, H.; PILKEY, W.D. (1993) The Concept of Shoreface Profile of Equilibrium: A Critical Review. J. Coastal Res. 9 (1), 255-278.
- RAUDKIVI, A.J.; DETTE, H.H. (1991) Ein vereinfachtes Verfahren zur Ermittlung der Suspensionsfracht außerhalb der Brandung. Mitt. Leichtweiß-Inst. 111, Tech. Univ. Braunschweig, 327-408.
- RAUDKIVI, A.J.; DETTE, H.H. (1993) Ein vereinfachtes Verfahren zur Ermittlung der Suspensionsfracht in der Brandungszone. HTG-Jahrbuch 48, 232-238.
- RAUDKIVI, A.J. (1998) Loose Boundary Hydraulics. Balkema.
- RAUDKIVI, A.J. (2001) Persönliche Kommunikation.
- RAUPRICH, V. (1998) Wellenaufbau auf Sandprofile. Studienarbeit, Leichtweiß-Inst., Tech. Univ. Braunschweig, unveröffentlicht.

- ROELVINK, J.A. (1993) Surf Beat and its Effect on Cross-Shore Profiles. Diss., Tech. Univ. Delft.
- ROELVINK, J.A.; HEDEGAARD, I.B. (1993) Cross-Shore Profile Models. *Coastal Eng.* 21, 163-191.
- ROELVINK, J.A.; RENIERS, A. (1995) LIP 11D Delta Flume Experiments: A Dataset for Profile Model Validation. *Delft Hydr. Rep.* 2130.
- RUGGIERO, P.; KOMAR, P.D.; MCDUGAL, W.G.; BEACH, R.A. (1996) Extreme Water Levels, Wave Runup and Coastal Erosion. *Proc. 25th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2793-2805.
- RUSSELL, P.; DAVIDSON, M.; HUNTLEY, D.A.; CRAMP, A.D.; HARDISTY, J.; LLOYD, G. (1991) The British Beach and Nearshore Dynamics Programme. *Proc. Coastal Sediments '91*, 371-384.
- SAKAI, S.; HIRAYAMA, K.; SAEKI, H. (1988) A New Parameter for Wave Breaking with Opposing Current on Sloping Bed. *Proc. 21st Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1035-1044.
- SAKAI, T.; HATANAKA, K.; MASE, H. (1992) Wave-Induced Effective Stress in Seabed and Its Momentary Liquefaction. *J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.* 118 (2), 202-206.
- SÁNCHEZ-ARCILLA, A.; ROELVINK, J.A.; O'CONNOR, B.A.; RENIERS, A.; JIMÉNEZ, J.A. (1994) The Delta Flume '93 Experiments. *Proc. 1st Conf on Coastal Dynamics*, 488-502.
- SAVAGE, R.P. (1962) Laboratory Determination of Littoral Transport Rates. *J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div. WW2*, 69-92.
- SAVILLE, T. (1957) Scale Effects in Two Dimensional Beach Studies. *Trans. 7th General IAHR Meeting*, A3-1-8.
- SAVILLE, T. (1958) Wave Run-up on Composite Slopes. *Proc. 6th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 691-699.
- SCHAT, J. (1995) Messung der Sandkonzentration im Meerwasser durch ein fehlerkorrigierendes Ultraschall-Mehrfrequenzverfahren. Diss., Tech. Univ. Braunschweig.
- SCHMIDT-KOPPENHAGEN, R.; GERDES, M.; TAUTENHAIN, E.; GRÜNE, J. (1997) Online Absorption Control System for Wave Generation. *Proc. Waves 97*, 1295-1305.
- SCHOONEES, J.S.; THERON, A.K. (1995) Evaluation of 10 Cross-Shore Sediment Transport/-Morphological Models. *Coastal Eng.* 25, 1-41.
- SCHULZ, K.P. (1992) Maßstabseffekte beim Wellenaufbau auf glatten und rauhen Böschungen. *Mitt. Leichtweiß-Inst.* 120, Tech. Univ. Braunschweig, 135-244.
- SCHÜTTRUMPF, H. (2000) Wellenüberlaufströmung bei Seedeichen - Experimentelle und theoretische Untersuchungen. Diss., Tech. Univ. Braunschweig.
- SCHÜTTRUMPF, H.; TROCH, P.; DE ROUCK, J.; OUMERACI, H. (2000) Prototype Run-Up Velocities at Zeebrugge Breakwater. *Proc. 27th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 2018-2029.
- SCHÜTTRUMPF, R. (1973) Über die Bestimmung von Bemessungswellen für den Seebau am Beispiel der südlichen Nordsee. *Mitt. Franzius-Inst.* 39, Univ. Hannover, 1-217.
- SHIBAYAMA, T.; HORIKAWA, K. (1982) Sediment Transport and Beach Transformation. *Proc. 18th Intl. Conf. on Coastal Eng.*, 1439-1458.
- SHIBAYAMA, T.; WINYU, R. (1993) Vertical Distribution of Suspended Sediment Concentration in and Outside the Surf Zone. *Coastal Eng. in Japan* 36(1), 49-65.
- SHIELDS, A. (1936) Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. *Mitt. Preuß. Versuchsanstalt f. Wasserbau & Schiffbau* 26.
- SINGAMSETTI, S.R.; WIND, H.G. (1980) Breaking Waves - Characteristics of Shoaling and Breaking Periodic Waves Normally Incident to Plane Beaches of Constant Slope. *Delft Hydr. Rep.* 1371.
- SLEATH, J.F. (1984) *Sea Bed Mechanics*. John Wiley & Sons.
- SMITH, E.R.; KRAUS, N.C. (1990) Laboratory Study on Macro-Features of Wave Breaking Over Bars and Artificial Reefs. *Tech. Rep.* 90-12, Coastal Eng. Res. Center.
- SMITH, J.M.; SVENDSEN, I.A.; PUTREVU, U. (1992) Vertical Structure of the Nearshore Current at Delilah: Measured and Modeled. *Proc. 23rd Intl. Conf on Coastal Eng.*, 2825-2838.
- SMITH, J.M. (1994) Undertow at Supertank. *Proc. 1st Conf on Coastal Dynamics*, 220-232.

- SOLLITT, C.K.; DEBOK, D.H. (1976) Large-Scale Model Tests of Placed Stone Breakwaters. Proc. 15th Intl. Conf. on Coastal Eng., 2572-2588.
- SOULSBY, R.L. (1997) Dynamics of Marine Sands. Thomas Telford Publ.
- SOULSBY, R.L.; WHITEHOUSE, R.J.S.W. (1997) Threshold of Sediment Motion in Coastal Environments. Proc. Pacific Coasts and Ports '97 Conf., 149-154.
- SOUTHGATE, H.N. (1995) Prediction of Wave Breaking Processes at the Coastline. Advances in Fluid Mechanics: Potential Flow of Fluids, edited by M. RAHMAN, Computational Mech. Publ., 109-148.
- STEETZEL, H. (1993) Cross-Shore Transport during Storm Surges. Delft Hydr. Comm. 476.
- STIVE, M.J.F. (1984) Energy Dissipation in Waves Breaking on Gentle Slopes. Coastal Eng. 8, 547-566.
- STIVE, M.J.F.; BATTJES, J.A. (1984) A Model for Offshore Sediment Transport. Proc. 19th Intl. Conf. on Coastal Eng., 1420-1436.
- STIVE, M.J.F. (1985) A Scale Comparison of Waves Breaking on a Beach. Coastal Eng. 9, 151-158.
- STIVE, M.J.F.; WIND, H.G. (1986) Cross-Shore Mean Flow in the Surf Zone. Coastal Eng. 10, 325-340.
- SUNAMURA, T.; HORIKAWA, K. (1974) Two-Dimensional Beach Transformation Due to Waves. Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng., 920-938.
- SUNAMURA, T. (1980) A Laboratory Study of Offshore Transport of Sediment and a Model for Eroding Beaches. Proc. 17th Intl. Conf. on Coastal Eng., 1051-1070.
- SUNAMURA, T. (1983) Determination of Breaker Height and Depth in the Field. Inst. of Geoscience, Univ. Tsukuba, Ann. Rep. 8, 53-54.
- SUNAMURA, T. (1984) Quantitative Prediction of Beach Face Slopes. Geological Soc. of America, Bull. 95, 242-245.
- SVENDSEN, I.A.; HANSEN, J.B. (1976) Deformation up to Breaking of Periodic Waves on a Beach. Proc. 14th Intl. Conf. on Coastal Eng., 477-496.
- SVENDSEN, I.A.; MADSEN, P.; HANSEN, J.B. (1978) Wave Characteristics in the Surf Zone. Proc. 19th Intl. Conf. on Coastal Eng., 520-539.
- SVENDSEN, I.A. (1984) Mass Flux and Undertow in a Surf Zone. Coastal Eng. 8, 347-365.
- SVENDSEN, I.A. (1985) Physical Modelling of Water Waves. Physical Modelling in Coastal Eng., edited by R.A. DALRYMPLE, 13-47.
- SVENDSEN, I.A. (1992) Hydrodynamics of the Surf Zone. Proc. Short Course on Design and Reliability of Coastal Structures, 6.1-6.38.
- SWART, D.H. (1974) Offshore Sediment Transport and Equilibrium Beach Profiles. Delft Hydr. Lab. Publ. 131.
- THORNTON, E.B.; GUZA, R.T. (1983) Transformation of Wave Height Distribution. J. Geophys. Res. 88(C10), 5925-5938.
- TRAMPENAU, T. (2000) Hydraulische Wirksamkeit durchlässiger Buhnen - Laborexperimente und Naturuntersuchungen. Diss., Tech. Univ. Braunschweig.
- TROWBRIDGE, J.; YOUNG, D. (1989) Sand Transport by Unbroken Waves Under Sheet Flow Conditions. J. Geophys. Res. 94(C8), 10971-10991.
- TSUCHIYA, Y. (1991) Threshold of Sand Movement. Handbook of Coastal & Ocean Eng. 2, edited by J.B. HERBICH, Gulf Publ. Co., 597-610.
- VAN DE GRAAFF, J. (1977) Dune Erosion during a Storm Surge. Coastal Eng. 1, 99-134.
- VAN DORN, W.G. (1976) Set-Up and Run-Up in Shoaling Breakers. Proc. 15th Intl. Conf. on Coastal Eng., 738-751.
- VELLINGA, P. (1978) Movable Bed Model Tests on Dune Erosion. Proc. 16th Intl. Conf. on Coastal Eng., 2020-2039.
- VELLINGA, P. (1982) Beach and Dune Erosion during Storm Surges. Coastal Eng. 6, 361-387.

- VELLINGA, P. (1983) Predictive Computational Model for Beach and Dune Erosion during Storm Surges. Delft Hydr. Publ. 294.
- VELLINGA, P. (1984) A Tentative Description of a Universal Erosion Profile for Sandy Beaches and Rock Beaches. Coastal Eng. 8(2), 177-188.
- VELLINGA, P. (1986) Beach and Dune Erosion during Storm Surges. Delft Hydr. Publ. 372.
- VITHANA, H.P.V.; IZUMI, N. (2001) Undertow Currents in a Prototype Beach. 15th Australasian Coastal and Ocean Eng. Conf.
- WANG, H.; YANG, W.C. (1980) A Similarity Model in the Surf Zone. Proc. 17th Intl. Conf. on Coastal Eng., 529-548.
- WANG, H. (1985) A Note on Beach Profile Modelling. Mitt. Leichtweiß-Inst. 88, Tech. Univ. Braunschweig, 355-400.
- WEGGEL, J.R. (1972) Maximum Breaker Height. J. Waterways, Harbors & Coastal Eng. Div. 98(WW4), 529-548.
- WORK, R.A.; DEAN, R.G. (1991) Effect of Varying Sediment Size on Equilibrium Beach Profiles. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '91, 890-904.
- WU, Y. (1994) Simulation of Cross-Shore Beach Profile Evolution under Random Waves. Mitt. Leichtweiß-Inst. 132, Tech. Univ. Braunschweig, 1-138.
- XIE, S. (1981) Scouring Patterns in Front of Vertical Breakwaters and Their Influences on the Stability of the Foundations of the Breakwaters. Coastal Eng. Group, Dept. of Civil Eng., Delft Univ. of Technology.
- YOO, D. (1986) Mathematical Modelling of Wave-Current Interacted Flow in Shallow Waters. Diss., Univ. of Manchester.
- ZHENG, J.; DEAN, R.G. (1997) Numerical Models and Intercomparisons of Beach Profile Evolution. Coastal Eng. 30, 169-201.

9. Anlagen

Anlagenverzeichnis

- Anlage A** Berechnung verwendeter Wellenparameter
- Anlage B** Berechnung verwendeter statistischer Parameter
- Anlage C** Übersicht der ausgewerteten MAST III - SAFE-Versuche
- Anlage D** Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Anlage A: Berechnung verwendeter Wellenparameter

Parameter nach Linearer Wellentheorie

Voraussetzung für die Berechnung der Wellenparameter aus der Linearen Wellentheorie ist die Kenntnis der Wellenperiode T sowie der lokalen Wellenhöhe H und der Wassertiefe h , die i.d.R. gemessen werden. Die Wellenlänge L errechnet sich iterativ aus

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \quad (\text{A-1})$$

und die Wellengeschwindigkeit c aus

$$c = \frac{L}{T} = \sqrt{g \frac{L}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}} \quad (\text{A-2})$$

Die Gruppengeschwindigkeit bzw. Energiegeschwindigkeit c_g bezeichnet die Geschwindigkeit, mit der sich ein Wellenzug aus zwei oder mehr periodischen Wellen gleicher Amplitude, jedoch geringfügig unterschiedlicher Phase fortbewegt:

$$c_g = n c \quad \text{mit } n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\frac{4\pi h}{L}}{\sinh\left(\frac{4\pi h}{L}\right)} \right) \quad (\text{A-3})$$

Im Tiefwasser ($h > L/2$) nähert sich $n = 0,5$ und demzufolge wird $c_g = c/2$.

Im Flachwasser ($d < L/25$) nähert sich $n = 1$, d.h. hier kann die Gruppengeschwindigkeit c_g näherungsweise der Wellengeschwindigkeit c gleichgesetzt werden:

$$c_g = c = \sqrt{gh} \quad (\text{A-4})$$

Die Wellenenergie E setzt sich zu gleichen Teilen aus potentieller und kinetischer Energie zusammen und errechnet sich pro Einheitsbreite zu

$$E = \frac{1}{8} \rho_w g H^2 \quad (\text{A-5})$$

mit ρ_w = Dichte des Wassers

Der Energiefluss F_m ist das Produkt der Gruppengeschwindigkeit c_g nach Gl. (A-3) und der Wellenenergie nach Gl. (A-5):

$$F_m = E c_g = \frac{1}{8} \rho_w g H^2 c_g \quad (\text{A-6})$$

Für die Brandungszone ergibt sich bei einer konstanten relativen Wellenhöhe $\kappa = H/h$ als Folge von Schwallbrechern nach Gl. (A-4) und Gl. (A-6):

$$F_m = \frac{1}{8} \rho_w g^{3/2} \kappa^2 h^{5/2} \quad (\text{A-7})$$

Die küstenparallele Komponente $F_{m,y}$ des Energieflusses, die für die Bestimmung des Küstenlängstransportes z.B. nach der CERC-Formel (CERC, 1984) herangezogen wird, errechnet sich aus

$$F_{m,y} = F_m \sin \Theta \cos \Theta \quad (\text{A-8})$$

mit Θ = Wellenangriffswinkel

Die Energiedissipation D der Wellen pro Einheitsvolumen errechnet sich aus:

$$D = \frac{1}{h} \frac{\partial F_m}{\partial x} \quad (\text{A-9})$$

In der Brandungszone eines Strandprofils gilt nach Einsetzen von Gl. (A-7):

$$D = \frac{1}{h} \frac{5}{16} \rho_w g^{3/2} \kappa^2 h^{3/2} \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{5}{16} \rho_w g^{3/2} \kappa^2 h^{1/2} \tan \beta \quad (\text{A-10})$$

mit β = Vorstrandneigung

Handelt es sich bei dem Strandprofil um ein Gleichgewichtsprofil der Form $h = A x^{2/3}$, so ergibt sich nach Gl. (A-7) und Gl. (A-9) - unabhängig von der Wassertiefe h - eine konstante Energiedissipation D_{GP} (vgl. auch DEAN, 1977):

$$D_{GP} = \frac{5}{24} \rho_w g^{3/2} \kappa^2 A^{3/2} \quad (\text{A-11})$$

mit A = Gleichgewichtsprofilparameter $\approx 0,08$ bis $0,40 \text{ [m}^{1/3}\text{]}$

Die maximalen horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten u_{\max} treten während einer Wellenphase jeweils unter dem Wellenberg und dem Wellental auf. Dabei gilt allgemein:

$$u_{\max} = \frac{H\pi}{T} \frac{\cosh\left(\frac{2\pi z}{L}\right)}{\sinh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)} \quad (\text{A-12})$$

mit z = vertikaler Abstand von der Sohle

Damit ergibt sich an der Wasseroberfläche über dem Wellenberg ($z = H/2 + h$) eine horizontale Orbitalgeschwindigkeit u_{ob} von

$$u_{ob} = \frac{H\pi}{T} \frac{\cosh\left(\frac{2\pi}{L}\left(\frac{H}{2} + h\right)\right)}{\sinh\frac{2\pi h}{L}} \quad (\text{A-13})$$

und an der Sohle ($z = 0$) eine maximale horizontale Geschwindigkeit $u_{s,\max}$ von

$$u_{s,\max} = \frac{H\pi}{T} \frac{1}{\sinh\frac{2\pi h}{L}} \quad (\text{A-14})$$

Parameter nach der Impulsflussmethode (*Radiation Stress*)

Der *Radiation Stress* (Impulsflussüberschuss) S_{xx} in küstennormaler Richtung errechnet sich allgemein nach LONGUET-HIGGINS & STEWART (1964) durch

$$S_{xx} = E \left(n (\cos^2 \Theta + 1) - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A-15})$$

Die Änderung des Wasserspiegels $\bar{\eta}$ ergibt sich aus der Bedingung, dass die Neigung der Wasseroberfläche $\partial \bar{\eta} / \partial x$ proportional zur Änderung von S_{xx} und umgekehrt proportional zur Druckhöhe $\rho_w g (h + \bar{\eta})$ ist:

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \frac{1}{\rho_w g (h + \bar{\eta})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (\text{A-16})$$

Die Absenkung des Wasserspiegels (*Wave Set Down*) seeseitig der Brandungszone kann bei küstennormalem Wellenangriff ($\Theta = 0^\circ$) und mit $\bar{\eta} = 0$ im Tiefwasser durch Einsetzen von Gl. (A-3) und Gl. (A-5) in Gl. (A-16) und anschließender Integration ermittelt werden:

$$\bar{\eta} = - \frac{1}{8} \frac{\frac{2\pi H^2}{L}}{\sinh\left(\frac{4\pi h}{L}\right)} \quad (\text{A-17})$$

Die Berechnung der maximalen Absenkung $\bar{\eta}_b$ am Brechpunkt ist relativ aufwendig und kann bei FREDSE & DEIGAARD (1992, S. 100) nachgeschlagen werden. Danach ergibt sich mit $H_b = 0,8 h_b$:

$$\bar{\eta}_b = -0,05 H_b \quad (\text{A-18})$$

Zur Berechnung des Wasserspiegelanstiegs (*Wave Set Up*) in der Brandungszone werden neben dem küstennormalen Wellenangriff ($\Theta = 0^\circ$) Flachwasserbedingungen ($n \rightarrow 1$) angenommen. Damit vereinfacht sich Gl. (A-15) zu

$$S_{xx} = \frac{3}{16} \rho_w g H^2 \quad (\text{A-19})$$

Nach Einsetzen von Gl. (A-19) in Gl. (A-16) erhält man:

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \frac{3}{16} \frac{1}{(h + \bar{\eta})} \frac{\partial H^2}{\partial x} \quad (\text{A-20})$$

Bei einem konstanten Verhältnis $\kappa = H/(h + \bar{\eta})$ in der gesamten Brandungszone, das in etwa das Verhalten von Sturzbrechern über einem ansteigenden Strandprofil widerspiegelt, vereinfacht sich die Neigung des Wasserspiegels zu

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \frac{1}{1 + \frac{8}{3\kappa^2}} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{A-21})$$

Mit der maximalen Wasserspiegelabsenkung $\bar{\eta}_b$ am Brechpunkt erhält man schließlich die Anhebung $\bar{\eta}(x)$ des Wasserspiegels in küstennormaler Richtung über die Brandungszone

$$\bar{\eta}(x) = \bar{\eta}_b + \frac{1}{1 + \frac{8}{3 \kappa^2}} (h_b - h(x)) \quad (\text{A-22})$$

Mit $\bar{\eta}_b$ nach Gl. (A-18) und $\kappa = 0,8$ ergibt sich der Brandungsstau $\bar{\eta}_s$ über dem Schnittpunkt des Profils mit dem Ruhewasserspiegel (RWS), d.h. $h(x) = 0$, durch:

$$\bar{\eta}_b = 0,23 h_b \approx 0,30 H_b \quad (\text{A-23})$$

Den maximalen Wasserspiegelanstieg $\bar{\eta}_{\max}$ über dem Strand, d.h. den Schnittpunkt des Profils mit dem mittleren Wasserspiegel (MWS), erhält man über die Bedingung $h(x) = -\bar{\eta}(x)$:

$$\bar{\eta}_{\max} = 0,29 h_b \approx 0,35 H_b \quad (\text{A-24})$$

Anlage B: Berechnung verwendeter statistischer Parameter

Mittelwert (arithmetisches Mittel) \bar{y} :

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (\text{B-1})$$

mit n = Anzahl der untersuchten Werte y_i
 y_i = Einzelwerte z.B. aus einer Messung

Standardabweichung (mittlere quadratische Abweichung) σ_y :

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (y_i - f(x_i))^2} \quad (\text{B-2})$$

mit n = Anzahl der untersuchten Wertepaare (x_i, y_i)
 y_i = gemessener oder berechneter Wert
 $f(x)$ = erwarteter Wert (z.B. aus einer Regressionsfunktion)

Variabilitätskoeffizient (Variationskoeffizient) σ'_y :

$$\sigma'_y = \frac{\sigma_y}{\bar{y}} \quad (\text{B-3})$$

Korrelationskoeffizient r :

$$r = \frac{n \sum_{i=1}^n y_i f(x_i) - \sum_{i=1}^n y_i \sum_{i=1}^n f(x_i)}{\sqrt{\left(n \sum_{i=1}^n y_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)^2 \right) \left(n \sum_{i=1}^n f(x_i)^2 - \left(\sum_{i=1}^n f(x_i) \right)^2 \right)}} \quad (\text{B-4})$$

Mittlerer relativer Fehler δ_y :

$$\delta_y = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|y_i - f(x_i)|}{f(x_i)} \quad (\text{B-5})$$

Anlage C: Übersicht der ausgewerteten MAST III - SAFE-Versuche

Versuch	Ausgangs- profil	End- profil	Wasser- tiefe	Wellen- höhe	Wellen- periode	Versuchs- dauer	Gesamt- dauer
			h [m]	H [m]	T [s]	t [s]	Σt [hh:- mm]
Testserie A1: Strandneigung 1:20, Normalbedingungen, Regelmäßige Wellen							
12119601	12119600	12119601	4,01	0,50	5,0	900	00:15
13119601	13119600	13119601	4,01	0,50	5,0	900	00:30
13119602	13119601	13119602	4,01	0,50	5,0	900	00:45
13119603	13119602	13119603	4,01	0,50	5,0	900	01:00
13119604	13119603	13119604	4,00	0,50	5,0	1800	01:30
14119601	13119604	14119601	4,00	0,50	5,0	3600	02:30
14119602	14119601	14119602	4,01	0,50	5,0	7200	04:30
14119603	14119602	14119603	4,01	0,50	5,0	7200	06:30
Testserie A2: Strandneigung 1:20, Normalbedingungen, Regelmäßige Wellen							
14119604	14119603	14119604	4,01	0,75	5,0	1800	00:30
15119602	14119604	15119601	4,00	0,75	5,0	3600	01:30
15119603	15119601	15119602	4,01	0,75	5,0	7200	03:30
18119601	15119602	18119601	4,01	0,75	5,0	7200	05:30
18119602	18119601	18119602	4,00	0,75	5,0	7200	07:30
Testserie A3: Strandneigung 1:20, Normalbedingungen, Regelmäßige Wellen							
18119603	18119602	18119603	4,00	1,00	5,0	1800	00:30
19119601	18119603	19119601	4,00	1,00	5,0	3600	01:30
19119602	19119601	19119602	4,00	1,00	5,0	5400	03:00
19119603	19119602	19119603	4,00	1,00	5,0	7200	05:00
20119601	19119603	20119601	4,00	1,00	5,0	7200	07:00
Testserie A4: Strandneigung 1:20, Sturmbedingungen, Regelmäßige Wellen							
20119602	20119601	20119602	5,00	0,80	5,0	900	00:15
21119601	20119602	21119601	5,00	0,80	5,0	1800	00:45
21119602	21119601	21119602	5,00	0,80	5,0	3600	01:45
21119603	21119602	21119603	5,00	0,80	5,0	7200	03:45
22119601	21119603	22119601	5,00	0,80	5,0	7200	05:45
22119602	22119601	22119602	5,00	0,80	5,0	7200	07:45
25119601	22119602	25119601	5,00	0,80	5,0	7200	09:45
Testserie A5: Strandneigung 1:20, Sturmbedingungen, Regelmäßige Wellen							
25119602	25119601	25119602	5,00	0,94	5,0	1800	00:30
25119603	25119602	25119603	5,00	0,94	5,0	3600	01:30
25119604	25119603	25119604	5,00	0,94	5,0	3600	02:30
26119601	25119604	26119601	5,00	0,94	5,0	7200	04:30
26119602	26119601	26119602	5,00	0,94	5,0	7000	06:27

Versuch	Ausgangs- profil	End- profil	Wasser- tiefe	Wellen- höhe	Wellen- periode	Versuchs- dauer	Gesamt- dauer
			h [m]	H _{m0} [m]	T _p [s]	t [s]	Σt [h:m]
Testserie A7: Strandneigung 1:20, Normalbedingungen, TMA-Spektrum							
27119604	27119603	27119604	4,01	0,65	6,6	1100	00:18
27119605	27119604	27119605	4,01	0,65	6,6	2000	00:52
27119606	27119605	27119606	4,01	0,65	6,6	3800	01:55
28119601	27119606	28119601	4,00	0,65	6,6	7400	03:58
29119601	28119601	29119601	4,01	0,65	6,6	7400	06:02
29119602	29119601	-----	4,01	0,65	6,6	7400	08:05
29119603	-----	29119603	4,01	0,65	6,6	3600	09:05
02129601	29119603	02129601	4,00	0,65	6,6	10800	12:05
Testserie A8: Strandneigung 1:20, Normalbedingungen, TMA-Spektrum							
06129601	05129600	06129601	4,00	0,65	6,6	2000	00:33
06129602	06129601	06129602	4,00	0,65	6,6	3600	01:33
06129603	06129602	06129603	4,00	0,65	6,6	7200	03:33
09129601	06129603	09129601	4,00	0,65	6,6	10800	06:33
09129602	09129601	09129602	4,00	0,65	6,6	10800	09:33
09129603	09129602	10129601	4,00	0,65	6,6	3600	10:33
10129601	10129601	10129602	4,00	0,65	6,6	3600	11:33
Testserie A9: Strandneigung 1:20, Sturmbedingungen, TMA-Spektrum							
10129602	10129602	10129603	5,00	1,20	6,6	1800	00:30
10129603	10129603	10129604	5,00	1,20	6,6	3600	01:30
10129604	10129604	10129605	5,00	1,20	6,6	5400	03:00
11129601	10129605	11129601	5,01	1,20	6,6	3600	04:00
11129602	11129601	11129602	5,01	1,20	6,6	7200	06:00
11129603	11129602	11129603	5,01	1,20	6,6	7200	08:00
12129601	11129603	12129601	5,00	1,20	6,6	3800	09:03
12129602	12129601	12129602	5,00	1,20	6,6	7200	11:03
12129603	12129602	12129603	5,00	1,20	6,6	7200	13:03
13129601	12129603	13129601	5,01	1,20	6,6	3800	14:07
13129602	13129601	13129602	5,01	1,20	6,6	10800	17:07
16129601	13129602	16129601	5,01	1,20	6,6	3800	18:10
16129602	16129601	16129602	5,01	1,20	6,6	12600	21:40
17129601	16129602	17129601	5,00	1,20	6,6	3600	22:40
17129602	17129601	17129602	5,00	1,20	6,6	9000	25:10

Versuch	Ausgangs- profil	End- profil	Wasser- tiefe	Wellen- höhe	Wellen- periode	Versuchs- dauer	Gesamt- dauer
			h [m]	H _{m0} [m]	T _p [s]	t [s]	Σt [h:m]
Testserie H1: Strandneigung 1:15, Normalbedingungen, TMA-Spektrum							
13089701	12089700	13089701	4,00	0,65	6,6	3600	01:00
13089702	13089701	13089702	4,00	0,65	6,6	7200	03:00
13089703	13089702	13089703	4,00	0,65	6,6	7200	05:00
Testserie H2: Strandneigung 1:15, Sturmbedingungen, TMA-Spektrum							
14089701	13089703	14089701	5,00	1,20	6,6	900	00:15
14089702	14089701	14089702	5,00	1,20	6,6	1800	00:45
14089703	14089702	14089703	5,00	1,20	6,6	3600	01:45
14089704	14089703	14089704	5,00	1,20	6,6	5400	03:15
15089701	14089704	15089701	5,00	1,20	6,6	7200	05:15
15089702	15089701	-----	5,00	1,20	6,6	3600	06:15
18089701	-----	18089701	5,00	1,20	6,6	3600	07:15
18089702	18089701	18089702	5,00	1,20	6,6	7200	09:15
18089703	18089702	18089703	5,00	1,20	6,6	6300	11:00
19089701	18089703	19089701	5,00	1,20	6,6	7200	13:00
19089702	19089701	19089702	5,00	1,20	6,6	10800	16:00
20089701	19089702	20089701	5,00	1,20	6,6	9000	18:30
20089702	20089701	20089702	5,00	1,20	6,6	9900	21:15
21089701	20089702	21089701	5,00	1,20	6,6	7200	23:15
21089702	21089701	21089702	5,00	1,20	6,6	7200	25:15

Versuch	Ausgangs- profil	End- profil	Wasser- tiefe	Wellen- höhe	Wellen- periode	Versuchs- dauer	Gesamt- dauer
			h [m]	H _{m0} [m]	T _p [s]	t [s]	Σt [h:m]
Testserie B1: Strandneigung 1:10, Normalbedingungen, TMA-Spektrum							
18029701	17029701	18029701	4,00	0,65	6,6	1800	00:30
18029702	18029701	18029702	4,00	0,65	6,6	3600	01:30
18029703	18029702	18029703	4,00	0,65	6,6	7200	03:30
19029701	18029703	19029701	4,00	0,65	6,6	7200	05:30
19029702	19029701	19029702	4,00	0,65	6,6	10800	08:30
19029703	19029702	19029703	4,00	0,65	6,6	10800	11:30
20029701	19029703	20029701	4,00	0,65	6,6	9000	14:00
20029702	20029701	20029702	4,00	0,65	6,6	10800	17:00
Testserie B2: Strandneigung 1:10, Sturmbedingungen, TMA-Spektrum							
21029701	20029702	21029701	5,00	1,20	6,6	1800	00:30
21029702	21029701	21029702	5,00	1,20	6,6	1800	01:00
21029703	21029702	21029703	5,00	1,20	6,6	3600	02:00
24029701	21029703	24029701	5,00	1,20	6,6	3600	03:00
24029702	24029701	24029702	5,00	1,20	6,6	7200	05:00
24029703	24029702	24029703	5,00	1,20	6,6	7200	07:00
25029701	24029703	25029701	5,00	1,20	6,6	3600	08:00
25029702	25029701	25029702	5,00	1,20	6,6	7200	10:00
25029703	25029702	25029703	5,00	1,20	6,6	7200	12:00
26029701	25029703	26029701	5,00	1,20	6,6	3600	13:00
26029702	26029701	26029702	5,00	1,20	6,6	3600	14:00
26029703	26029702	26029703	5,00	1,20	6,6	10800	17:00
27029701	26029703	27029701	5,00	1,20	6,6	3600	18:00
27029702	27029701	27029702	5,00	1,20	6,6	12600	21:30
27029703	27029702	27029703	5,00	1,20	6,6	4860	22:51

Versuch	Ausgangs- profil	End- profil	Wasser- tiefe	Wellen- höhe	Wellen- periode	Versuchs- dauer	Gesamt- dauer
			h [m]	H _{m0} [m]	T _p [s]	t [s]	Σt [h:m]
Testserie C1: Strandneigung 1:5, Normalbedingungen, TMA-Spektrum							
05039701	04039701	05039701	4,01	0,65	6,6	1800	00:30
05039702	05039701	05039702	4,01	0,65	6,6	3600	01:30
05039703	05039702	05039703	4,01	0,65	6,6	7200	03:30
06039701	05039703	06039701	4,00	0,65	6,6	7200	05:30
Testserie C2: Strandneigung 1:5, Sturmbedingungen, TMA-Spektrum							
06039702	06039701	06039702	5,02	1,20	6,6	900	00:15
06039703	06039702	06039703	5,02	1,20	6,6	900	00:30
06039704	06039703	06039704	5,02	1,20	6,6	1800	01:00
07039701	06039704	07039701	5,01	1,20	6,6	2700	01:45
07039702	07039701	07039702	5,01	1,20	6,6	7200	03:45
10039701	07039702	10039701	5,00	1,20	6,6	2700	04:30
10039702	10039701	10039702	5,00	1,20	6,6	7200	06:30
10039703	10039702	10039703	5,00	1,20	6,6	8100	08:45
11039701	10039703	11039701	5,01	1,20	6,6	3600	09:45
11039702	11039701	11039702	5,01	1,20	6,6	7200	11:45
11039703	11039702	11039703	5,01	1,20	6,6	7200	13:45
12039701	11039703	12039701	5,01	1,20	6,6	7200	15:45
12039702	12039701	12039702	5,00	1,20	6,6	3600	16:45
13039701	12039702	13039701	5,00	1,20	6,6	3600	17:45
13039702	13039701	13039702	5,00	1,20	6,6	7200	19:45
13039703	13039702	13039703	5,00	1,20	6,6	8100	22:00
14039701	13039703	14039701	5,00	1,20	6,6	3600	23:00

Anlage D: Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Verwendete Abkürzungen

Kürzel	Vollständige Bezeichnung
ADV	<i>Acoustic Doppler Velocimeter</i>
ASAP	<i>Acoustic Sand and Air Bubble Sensitive Profiler</i>
BEB	<i>Beach Erosion Board</i>
BMBF	Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie
CEM	<i>Coastal Engineering Manual</i>
CERC	<i>Coastal Engineering Research Center</i>
EU	Europäische Union
GWK	Großer Wellenkanal in Hannover
JONSWAP	<i>Joint North Sea Wave Project</i>
KfKI	Kuratorium für Küsteningenieurwesen
LIP	<i>Large Installation Plan</i> der Europäischen Union
LWI	Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig
MAST	<i>Marine Science and Technology Programme</i> der Europäischen Kommission
MThb	mittlerer Tidehub
MThw	mittleres Tidehochwasser
MTnw	mittleres Tideniedrigwasser
MW	Mittelwasser
MWS	mittlerer Wasserspiegel
NSW	Norddeutsche Seekabelwerke
OBS	<i>Optical Backscattering Sensor</i>
RWS	Ruhewasserspiegel
Thw	Tidehochwasser
TMA	Texel Marsen Arsloe
Tnw	Tideniedrigwasser
SAFE	<i>Performance of Soft Beach Systems and Nourishment Measures for European Coasts</i>
StAUN	Staatliches Amt für Umwelt und Natur

Häufig verwendete Indizes

Index	Bezeichnung (wenn nicht anders angegeben)
0	auf Tiefwasserbedingungen bezogen
b	auf den Brechpunkt der Wellen bezogen
krit	kritischer Wert
L	im Labor gemessener Wert
m	Mittelwert oder Messwert
max	maximaler Wert
min	minimaler Wert
N	in der Natur gemessener Wert
p	auf die Peakfrequenz des Wellenspektrums bezogen
r	errechneter Wert

Variablen

Symbol	Begriff	Einheit
A	Gleichgewichtsprofilparameter nach BRUUN (1954)	$m^{1/3}$
A_G	Koeffizient zur Berücksichtigung des Wellenspektrums im Brechkriterium nach GODA (1970)	-
a	Abnahmeparameter der vertikalen Konzentrationsverteilung	1/m
a_0, a_1, \dots	Regressionskoeffizienten	
a_β	Koeffizient zur Berücksichtigung der Strandneigung	-
B	Koeffizient zur Beschreibung der Schaumproduktion eines Brechertyps	-
b, b_0, b_1, \dots	Regressionskoeffizienten	
b_β	Koeffizient zur Berücksichtigung der Strandneigung	-
\bar{C}	Sedimentkonzentration	m^3/m^3
\bar{C}	zeitgemittelte Sedimentkonzentration	m^3/m^3
C_0	Bezugskonzentration an der Sohle ($z = 0$)	m^3/m^3
c	Wellenfortschrittsgeschwindigkeit	m/s
c_g	Gruppen- oder Energiegeschwindigkeit der Wellen	m/s
D	Energiedissipation	Nm/m^2s
D_{GP}	Energiedissipation im Gleichgewichtsprofil	Nm/m^2s
d	Korndurchmesser	m
d_0	horizontaler Durchmesser der Orbitalbewegung der Wellen an der Sohle	m
d_{50}	mittlerer Korndurchmesser	m
E	Wellenenergie	Nm/m^2
F_i	Nummer eines Feldes zwischen zwei Wellenpegeln	-
F_m	Energiefluss	Nm/ms
f	Frequenz	1/s
f_B	Beiwert zur Ermittlung der Bodenfracht	-
f_R	Reibungsbeiwert	-
f_T	Taktfrequenz einer Messung	1/s
Fr	FROUDEsche Zahl	-
GF	Groupiness-Faktor	-
g	Fallbeschleunigung	m/s^2
H	Wellenhöhe	m
H'	Wellenhöhe nach dem Brechen über einem Riff	m
$H_{1/3}$	signifikante Wellenhöhe nach der Zeitbereichsanalyse	m
H_{m0}	signifikante Wellenhöhe nach der Frequenzanalyse	m
H_R	Riffelhöhe	m
H_{rms}	<i>Root Mean Square</i> Wellenhöhe	m
H_s	signifikante Wellenhöhe	m
$H_{s,e}$	signifikante Wellenhöhe, die über 12 Stunden erreicht wird	m
H_U	Wellenhöhe infolge von Rückströmungen	m
H_z	Wellenhöhe zu Beginn des Wellenaufbaus	m
h	Wassertiefe	m
h'	Wassertiefe landseitig des Brechpunktes	m
h_0	asymptotische Wassertiefe in großer Küstenentfernung	m
h_c	"Grenztiefe" (<i>Closure Depth</i>)	m
h_s	Wassertiefe über der betonierten Sohle des Wellenkanals	m
h_U	Wassertiefe infolge von Rückströmungen	m
i	Zählvariable	-

Symbol	Begriff	Einheit
K	empirischer Koeffizient zur Bestimmung des Wellenhöhenverlaufes nach DALLY et al. (1985) $\approx 0,15$	-
K_B	Konstante für Gleichgewichtsprofil nach BODGE (1992)	1/m
K_C	Transportkonstante nach ZHENG & DEAN (1996)	$m^8 s^2/N^3$
K_D	Konstante zur Beschreibung der Korrelation zwischen Energie-dissipation D und Quertransportrate q	m^4/N
K_H	Konstante zur Beschreibung der Korrelation zwischen relativer Wellenhöhe H/h und Quertransportrate q	m^3/ms
K_K	Transportkonstante nach KRIEBEL & DEAN (1985)	m^4/N
K_L	Transportkonstante nach LARSON (1988)	m^4/N
L	Wellenlänge	m
L_R	Riffellänge	m
L_s	signifikante Wellenlänge	m
l_{BZ}	Länge der Brandungszone	m
l_p	Profillänge	m
m	Formparameter zur Beschreibung des Gleichgewichtsprofils	-
m_i	Moment eines Energiedichtespektrums i-ter Ordnung	-
N	Anzahl von Messwerten	-
n	Wellenzahl	-
n_d	Maßstab der Korndurchmesser (Verhältnis von Modell zur Natur)	-
n_h	Maßstab der Höhen (Verhältnis von Modell zur Natur)	-
n_l	Maßstab der Längen (Verhältnis von Modell zur Natur)	-
n_p	Porosität des Sandbettes $\approx 0,4$	-
P	Profilparameter nach DALRYMPLE (1992)	-
P_i	Nummer eines an der Kanalwand montierten Wellenpegels	-
p	statistische Häufigkeit	-
q	Sedimenttransportrate	m^3/s
q_B	Bodenfracht	m^3/s
q_{rws}	Quertransportrate in Höhe des Ruhewasserspiegels	m^3/ms
q_s	Suspensionsfracht	m^3/s
q_U	Wassertransport infolge Rückströmungen	m^3/ms
Re	REYNOLDS-Zahl	-
Re_*	kornbezogene REYNOLDS-Zahl	-
$Re_{*,m}$	modifizierte kornbezogene REYNOLDS-Zahl (MADSEN & GRANT, 1976)	-
$S(f)$	Energiedichte als Funktion der Frequenz f	m^2/s
S_s	relative Feststoffdichte = $\rho_s/\rho_w \approx 2,65$	-
S_{xx}	küstennormaler Impulsflussüberschuss (<i>Radiation Stress</i>)	Nm/m^2
T	Wellenperiode	s
T_{m01}	mittlere Wellenperiode aus der Frequenzbereichsanalyse	s
T_{m02}	mittlere scheinbare Wellenperiode aus der Frequenzanalyse	s
$T_{s,e}$	signifikante Periode der Wellen mit einer Höhe $H_{s,e}$, die über 12 Stunden erreicht wird	s
t	Zeit	s
u	horizontale Komponente der Orbitalgeschwindigkeit	m/s
\bar{u}	zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit	m/s
u_{ob}	horizontale Orbitalgeschwindigkeit an der Oberfläche	m/s
u_s	horizontale Orbitalgeschwindigkeit an der Sohle	m/s

Symbol	Begriff	Einheit
u_U	Geschwindigkeit der sohnnahen Rückströmung (<i>Undertow</i>)	m/s
u_*	Sohlschubspannungsgeschwindigkeit	m/s
V	Sandvolumen	m ³
v_A	Geschwindigkeit des Wellenauflaufes	m/s
W	Wasserstand über NN	m
We	WEBERSche Zahl	-
w	Sinkgeschwindigkeit	m/s
X	horizontaler Abstand von der Wellenmaschine	m
X_{Dmax}	Position der maximalen Energiedissipation	m
$X_{F,i}$	Position in der Mitte eines Feldes F_i zwischen zwei Wellenpegeln	m
$X_{P,i}$	Position des Wellenpegels P_i entlang des Kanals	m
x	küstennormaler Abstand von der Uferlinie	m
y	Position parallel zur Uferlinie	m
z	vertikaler Abstand von der Sohle bzw. Höhe	m
z_A	Wellenauflaufhöhe	m
$z_{A,98}$	Wellenauflaufhöhe, die von 2 % der Wellen überschritten wird	m
z_D	Wellenrücklaufhöhe	m
z_M	Profilhöhe in der Mitte des Wellenkanals	m
z_R	Profilhöhe am Rand des Wellenkanals	m
β	Strand- bzw. Vorstrandneigung	°
β'	Wirksame Strandneigung nach IZUMIYA & ISOBE (1986)	°
β_0	Ausgangsstrandneigung zu Beginn eines Modellversuches	°
β_{AZ}	mittlere Neigung der Wellenauflaufzone	°
β_{BZ}	mittlere Neigung der Brandungszone	°
β_D	Dünenneigung	°
β_s	Ersatzneigung nach SAVILLE (1958) zwischen Brechpunkt und dem Punkt des Wellenauflaufes $z_{A,98}$ auf dem Strand	°
Γ	stabile relative Wellenhöhe H/h nach dem Brechen $\approx 0,4$	-
γ	Überhöhungsfaktor für das JONSWAP-Spektrum	-
Δ	Differenz	-
$\Delta z1$	Höhendifferenz des Strandprofils infolge von Modelleffekten aus unterschiedlichen Wasserstands- und Wellenhöhenganglinien	m
$\Delta z2$	Höhendifferenz des Strandprofils infolge übriger Modelleffekte	m
δ	relativer Fehler (s. Anlage B)	
ε_L	Beiwert für neigungsabhängigen Transport (LARSON, 1988)	m ² /ms
$\bar{\varepsilon}_s$	mittlerer Diffusionskoeffizient	m ² /s
ε_U	Beiwert zur Berücksichtigung von Rückströmungen auf Wellenhöhe und Wassertiefe am Brechpunkt (SAKAI et al., 1988)	-
η	Wasserspiegelauslenkung	m
$\bar{\eta}$	Wave Set Up bzw. Set Down	m
$\bar{\eta}_s$	Brandungsstau an der Uferlinie	m
Θ	Wellenangriffswinkel	°
θ	SHIELDS-Parameter	-
κ	Brecherindex = H_b/h_b	-
κ'	Brecherindex für erneutes Brechen hinter einem Riff = H'_b/h'_b	-
λ	jährliche Überschreitungszahl	-
ν	kinematische Viskosität des Wassers $\approx 10^{-6}$ m ² /s (bei 20°C)	m ² /s

Symbol	Begriff	Einheit
ξ	Brecherkennzahl nach IRIBARREN & NOGALES (1949)	-
ξ_m	Gemischte Brecherkennzahl, bezogen auf H_b und L_0	-
ξ_Y	Brecherkennzahl nach YOO (1986)	-
ξ_Θ	modifizierte Brecherkennzahl bei schrägem Wellenangriff	-
ρ_s	Dichte des Sedimentes	kg/m ³
ρ_w	Dichte des Wassers	kg/m ³
σ	Standardabweichung (s. Anlage B)	-
σ'	Variabilitätskoeffizient (s. Anlage B)	-
σ_a, σ_b	Formparameter zur Beschreibung des JONSWAP-Spektrums	-
σ_O	Oberflächenspannung	N/m ²
τ_0	Sohlschubspannung	N/m ²
Ω	Sinkgeschwindigkeitsparameter (DEAN, 1973)	-

Lebenslauf

Name: Jürgen Newe
Geburtstag: 5. Februar 1959
Geburtsort: Fleckeby / Kreis Rendsburg-Eckernförde
Familienstand: ledig

Schulbildung

04/1966 - 07/1969 Grundschole in Adelby / Landkreis Schleswig-Flensburg
08/1969 - 06/1979 Goethe-Schule in Flensburg
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

07/1979 - 09/1980 in Flensburg und Schleswig

Studium

10/1980 - 02/1990 Studium der Fachrichtung Bauingenieurwesen an der Technischen Universität Braunschweig
Abschluss: Diplom-Ingenieur

Berufserfahrung

02/1990 - 03/1991 Freier Mitarbeiter am Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, Abteilung Hydromechanik und Küsteningenieurwesen
04/1991 - 02/1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Leichtweiß-Institut für Wasserbau der Technischen Universität Braunschweig, Abteilung Hydromechanik und Küsteningenieurwesen
seit 02/2000 Selbstständigkeit als freiberuflicher Küsteningenieur, Ingenieurbüro Jürgen Newe, Rebenring 20, D-38106 Braunschweig

Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- DETTE, H.H.; NEWE, J.; WU, Y. (1993) Numerical Modelling of Coastal Processes: Field and Prototype Data. Proc. 1st Intl. Conf. on Hydro-Science and Eng., Washington D.C.
- DETTE, H.H.; NEWE, J.; WU, Y. (1994) Field and Prototype Measurements for Numerical Coastal Modelling. Proc. 1st Conf on Coastal Dynamics '94, Barcelona, ASCE, 129-142.
- NEWE, J. (1994) Anwendungsorientierte Simulation von Dünen- und Aufspülprofilausträumungen bei Sturmfluten für die Westküste von Sylt. Statusseminar 'Optimierung des Küstenschutzes auf Sylt - Phase II', Husum, BMFT, 126-143.
- NEWE, J.; DETTE, H.H. (1995) Simulation of Dune and Nourished Berm Erosion during Storm Surges. Proc. 2nd Conf. on Coastal Dynamics, Gdansk, ASCE, 850-861.
- PETERS, K.; NEWE, J.; DETTE, H.H. (1996) Development of Underwater Beach Profile by Monochromatic and Random Waves. Proc. 25th Intl. Conf. on Coastal Eng., Orlando, ASCE, 3442-3452.
- PETERS, K.; NEWE, J.; DETTE, H.H. (1997) On Beach Nourishment Design. Proc. 3rd Conf. on Coastal Dynamics, Plymouth, ASCE.
- NEWE, J.; PETERS, K.; DETTE, H.H. (1999) Effect of Beach Slope on Profile Evolution at Raised Water Levels. Workshop Hydralab '99, Hannover, 59-68.
- NEWE, J.; PETERS, K.; DETTE, H.H. (1999) Profile Development under Storm Conditions as a Function of the Beach Slope. Proc. Intl. Conf. Coastal Sediments '99, New York, ASCE, 2582-2596.
- LARSON, M.; HANSON, H.; KRAUS, N.C.; NEWE, J. (1999) Short- and Long-Term Responses of Beach Fills Determined through EOF Analysis. J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 125 (6), ASCE, 285-293.
- NEWE, J.; PETERS, K. (2000) Strandneigung und Küstenrückgang. Hansa, 137. Jg., Nr. 3, Schiffahrts-Verlag Hansa, 68-71.
- PETERS, K.; NEWE, J.; OUMERACI, H. (2001) Characterization of Sediment Transport. Proc. 4th Conf. on Coastal Dynamics, Lund, ASCE, 293-302.
- DETTE, H.H.; LARSON, M.; MURPHY, J.; NEWE, J.; PETERS, K.; RENIERS, A.; STEETZEL, H. (2002) Application of Prototype Flume Tests for Beach Nourishment Assessment. Coastal Eng., Vol. 47 (2), Elsevier, 137-177.
- NEWE, J.; DETTE, H.H., HANSON, H. (2003) Erfahrungen mit Sandvorspülungen in Europa. Tagungsband 4. FZK-Kolloquium, Hannover, 51-55.